Titlu: Notes on Recent Researches in Electricity and Magnetism

Intenționat ca o continuare a Tratatului de electricitate și magnetism al profesorului Clerk-Maxwell

Autor: JJ Thomson

Data lansării: 27 iunie 2011 [EBook #36525]

Limba: engleză

Codificarea setului de caractere: ISO-8859-1

NOTE

PE

CERCETĂRI RECENTE ÎN

ELECTRICITATE ȘI MAGNETISM

INTENȚIONATĂ CA O SEQUELĂ PENTRU

TRATATUL PROFESORULUI CLERK-MAXWELL

DESPRE ELECTRICITATE ȘI MAGNETISM

DE

JJ THOMSON, MA, FRS

Hon. Sc.D. Dublin

FELLOG DE LA TRINITY COLLEGE

PROFESOR DE FIZICĂ EXPERIMENTALĂ ÎN UNIVERSITATEA DIN CAMBRIDGE

Oxford

LA CLARENDON PRESS

1893

Oxford

TIPARAT LA CLARENDON PRESS

DE HORACE HART, IMPRIMANT PENTRU UNIVERSITATE

Notele transcriptorului

Un număr mic de erori de tipografie minore și inconsecvențe au fost corectate. Consultați comanda DPtypo din sursa IAT|.'X pentru mai multe informații.

PREFAŢĂ

În cei douăzeci de ani care au trecut de la prima apariție a Tratatului lui Maxwell despre electricitate și magnetism, s-au făcut progrese mari în aceste științe. Acest progres s-a datorat în mare parte — poate că nu ar fi prea mult să spunem în principal — influenței opiniilor expuse în acel tratat, a căror valoare oferă mărturie convingătoare.

În lucrarea următoare, m-am străduit să dau o descriere a unor cercetări electrice recente, atât experimentale, cât și teoretice, în speranța că ar putea ajuta studenții să cunoască progresul recent al Electricității și totuși să păstreze Tratatul lui Maxwell ca sursă din pe care învață marile principii ale științei. Am adoptat exclusiv teoria lui Maxwell și nu am încercat să discut consecințele care ar urma din orice altă viziune asupra acțiunii electrice. Am presupus de-a lungul ecuațiilor Câmpului Electromagnetic dat de Maxwell în al nouălea capitol al celui de-al doilea volum al Tratatului său.

Primul capitol al acestei lucrări conține o prezentare a unei metode de a privi câmpul electric, care este mai degrabă geometrică și fizică decât analitică. Am fost indus să mă opresc asupra acestui lucru deoarece am constatat că studenții, în special cei care încep materia după un curs lung de studii matematice, au o mare tendință de a considera întreaga teorie a lui Maxwell ca o chestiune de soluție a anumitor ecuații diferențiale. mentiuni si sa renunte la orice incercare de a-si forma o imagine mentala a proceselor fizice care insotesc fenomenele pe care le investigheaza. Cred că această stare de lucruri este de regretat, deoarece întârzie progresul științei Electricității și diminuează valoarea pregătirii mentale oferite de studiul acelei științe.

În primul rând, deși niciun instrument de cercetare nu este mai puternic decât analiza matematică, care este într-adevăr indispensabilă în multe departamente de electricitate, totuși analiza funcționează cel mai bine atunci când

angajat în dezvoltarea sugestiilor oferite de alte metode mai fizice. Un exemplu de astfel de metodă și unul care este foarte strâns legat de inițierea și dezvoltarea Teoriei lui Maxwell este cel al „tuburilor de forță” folosite de Faraday. Faraday a interpretat toate legile electrostaticii în termenii tuburilor sale, care i-au servit în locul simbolurilor matematicianului, în timp ce în mâinile sale legile conform cărora aceste tuburi acționau unul asupra celuilalt au servit în locul ecuațiilor diferențiale satisfăcute de astfel de simboluri. . Metoda tuburilor este distinct fizică, cea a simbolurilor și ecuațiilor diferențiale este analitică.

Metoda fizică are toate avantajele de intensitate care decurg din utilizarea unor cantități concrete în locul simbolurilor abstracte pentru a reprezenta starea câmpului electric; este mai ușor de manevrat și, prin urmare, este mai potrivit pentru obținerea rapidă a principalelor caracteristici ale oricărei probleme; când însă problema trebuie rezolvată în toate detaliile ei, este necesară metoda analitică.

Într-o cercetare în oricare dintre diferitele domenii ale electricității, vom acționa în conformitate cu dictonul lui Bacon conform căruia cele mai bune rezultate se obțin atunci când o cercetare începe cu Fizică și se termină cu Matematică, dacă folosim teoria fizică pentru, ca să spunem așa, să facem o anchetă generală a țării și, atunci când aceasta a fost realizată, utilizați metoda analitică pentru a stabili drumuri ferme de-a lungul liniei indicate de sondaj.

Folosirea unei teorii fizice va ajuta la corectarea tendinței – pe care cred că toți cei care au avut ocazia să o examineze în Fizica Matematică vor admite că nu este deloc neobișnuită – de a privi procesele analitice ca fiind echivalentele moderne ale Mașinii Filosofului în Grand. Academia din Lagado și să considere ca fiind procesul normal de investigare în acest subiect manipularea unui număr mare de simboluri, în speranța că din când în când un rezultat valoros s-ar putea întâmpla să renunțe.

Apoi, din nou, cred că completarea teoriei matematice cu una cu un caracter mai fizic face ca studiul electricității să fie mai valoros ca antrenament mental pentru student. Analiza este, fără îndoială, cea mai mare mașină de salvare a gândurilor inventată vreodată, dar mărturisesc că nu cred că este necesar sau de dorit să se folosească mijloace artificiale pentru a împiedica studenții să gândească prea mult. Se întâmplă frecvent să fie nevoie de mai multă gândire și de o idee mai vie despre esențialul unei probleme, obținută printr-o rezolvare brută printr-o metodă generală, decât printr-o soluție completă la care se ajunge prin cele mai recente îmbunătățiri ale analizei superioare.

Metoda de ilustrare a proprietăților câmpului electric, pe care am prezentat-o în capitolul I, a fost concepută astfel încât să conducă direct la trăsătura distinctivă din teoria lui Maxwell, că modificările de polarizare într-un dielectric produc efecte magnetice analoge cu cele produse de conducție. curenti. Alte metode de vizualizare a

proceselor din Câmpul Electric, care ar fi în conformitate cu Teoria lui Maxwell, ar putea fi, fără îndoială, concepute; întrebarea cu privire la ce metodă specială ar trebui să adopte studentul are totuși, în multe scopuri, o importanță secundară, cu condiția să adopte una și să dobândească obiceiul de a analiza problemele cu care este ocupat cât mai mult posibil din punct de vedere fizic. vedere.

Este fără îndoială adevărat că aceste teorii fizice sunt susceptibile să implice mai mult decât este justificat de teoria analitică pe care o ilustrează. Totuși, acest lucru nu este important dacă ne amintim că obiectul unor astfel de teorii este sugestia și nu demonstrația. Fie Experimentul, fie Analiza riguroasă trebuie să fie întotdeauna Curtea de Apel finală; este de competența acestor teorii fizice să furnizeze cauze care urmează să fie judecate într-o astfel de instanță.

Capitolul II este consacrat luării în considerare a descărcării de energie electrică prin gaze; Capitolul III conține o prezentare a aplicării metodei lui Schwarz de transformare la rezolvarea problemelor bidimensionale din electrostatică. Restul cărții este ocupat în principal cu luarea în considerare a proprietăților curenților alternativi; experimentele lui Hertz și dezvoltarea iluminatului electric au făcut ca utilizarea acestor curenți, atât în scopuri experimentale, cât și în scopuri comerciale, să fie mult mai generală decât atunci când a fost scris Tratatul lui Maxwell; și deși principiile care guvernează acțiunea acestor curenti sunt clar stabilite de Maxwell, ele nu sunt dezvoltate în măsura în care o cere importanța actuală a subiectului.

Capitolul IV conține o investigație a teoriei unor astfel de curenți atunci când conductoarele în care curg sunt cilindrice sau sferice, în timp ce în capitolul V este prezentată o prezentare a experimentelor lui Hertz asupra undelor electromagnetice. Acest capitol conține și câteva investigații asupra Teoriei Electromagnetice a Luminii, în special asupra împrăștierii luminii prin particule metalice mici; la reflexia metalelor; iar pe rotirea planului de polarizare prin reflexia de la un magnet. Regret că abia când acest volum trecea prin presă am făcut cunoștință cu o lucrare valoroasă a lui Drude (Wiedemann's Annalen, 46, p. 353, 1892)

în legătură cu acest subiect.

Capitolul VI constă în principal dintr-o relatare a investigațiilor lordului Rayleigh cu privire la legile conform cărora curenții alternativi se distribuie între o rețea de conductori; în timp ce ultimul capitol conține o discuție despre ecuațiile care se aplică atunci când un dielectric se mișcă într-un câmp magnetic și câteva probleme privind distribuția curenților în conductorii rotativi.

Nu am spus nimic despre cercetările recente despre inducția magnetică, deoarece o relatare completă a acestora, într-o formă ușor accesibilă, este conținută în „Tratatul despre inducția magnetică în fier și alte metale” al profesorului Ewing.

Trebuie să-i mulțumesc din nou domnului Chree, membru al King's College, Cambridge, pentru multele cele mai valoroase sugestii, precum și pentru o revizuire foarte atentă a dovezilor.

JJ THOMSON.

CUPRINS

CAPITOLUL I.

DEPLACARE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

Artă. Pagină

Artă. Pagină

CAPITOLUL III.

FUNCȚII CONJUGATE.

CUPRINS

Artă. Pagină

Artă. Pagină

CAPITOLUL V.

UNDELE ELECTROMAGNETICE.

Artă.   Pagină

CAPITOLUL VI.

DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI.

CAPITOLUL VII.

INTENSITATEA ELECTROMATIVĂ ÎN CORPURILE ÎN MIȘCARE.

ADULTĂRI ȘI CORECTE.

Pagina 65. Pentru observații suplimentare despre electrificarea prin corpuri incandescente a se vedea Anexa, p. 575.

,, 119. E. Wiedemann și Ebert au arătat (Wied. Ann. 46, p. 158, 1892) că repulsia dintre două creioane de raze negative se datorează influenței pe care o exercită prezența unui catod asupra emisiei de raze. de la un catod vecin.

,, 170. Dewar (Proc. Roy. Soc. 33, p. 262, 1882) a arătat că interiorul învelișului gazos al arcului electric prezintă întotdeauna o presiune fixă în valoare de aproximativ aceea datorată unui milimetru de apă deasupra acesteia. a atmosferei înconjurătoare.

,, 178. Pentru 90o C. citiți 100o C.

NOTE DESPRE

ELECTRICITATE ȘI MAGNETISM.

CAPITOLUL I.

DEPLACARE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

1.] Influența pe care notația și ideile teoriei fluidelor electrice au exercitat-o încă de la introducerea lor asupra științei Electricității și Magnetismului, este o ilustrare izbitoare a beneficiilor conferite acestei științe de o reprezentare concretă sau „construibar”. vorstel-lung' al simbolurilor, care în Teoria Matematică a Electricităţii definesc starea câmpului electric. Într-adevăr, serviciile pe care vechea teorie a fluidelor le-a oferit electricității prin furnizarea unui limbaj în care faptele științei pot fi exprimate clar și pe scurt pot fi cu greu supraevaluate. O teorie descriptivă de acest fel face mai mult decât să servească drept vehiculul pentru exprimarea clară a rezultatelor binecunoscute, ea oferă adesea servicii importante sugerând posibilitatea existenței unor noi fenomene.

Ipoteza descriptivă, cea a deplasării într-un dielectric, folosită de Maxwell pentru a-și ilustra teoria matematică, pare să fi fost găsită de mulți cititori nici atât de simplă și nici atât de ușor de înțeles ca vechea teorie a fluidelor; într-adevăr, acesta pare să fi fost unul dintre motivele principale pentru care opiniile sale nu s-au întâlnit mai devreme cu acceptarea generală pe care au primit-o de atunci. Întrucât mulți studenți consideră dificilă concepția despre „deplasare”, mă aventurez să ofer o metodă alternativă de a privi procesele care au loc în câmpul electric, pe care am găsit-o adesea utilă și care este, din punct de vedere matematic, echivalentă cu Teoria lui Maxwell. .

2.] Această metodă se bazează pe concepția, introdusă de Faraday, a tuburilor de forță electrică, sau mai degrabă a inducției electrostatice. Faraday, după cum se știe, a folosit aceste tuburi ca limbaj în care să exprime fenomenele câmpului electric. Astfel, prin tendința lor de a se contracta și prin repulsia laterală pe care tuburile similare o exercită unul asupra celuilalt, el a explicat forțele mecanice dintre corpurile electrificate, în timp ce influența mediului asupra acestor tuburi era în opinia sa indicată de existența de capacitate inductivă specifică în dielectrici. Deşi limba care

Faraday a folosit despre liniile de forță lasă impresia că de obicei le considera ca lanțuri de particule polarizate în dielectric, totuși par să existe indicii că le privea ocazional din alt aspect; adică ca ceva care există în afară de moleculele dielectricului, deși acestea au fost polarizate de tuburi când au trecut prin dielectric. Astfel, de exemplu, în § 1616 din Cercetări experimentale, el pare să considere aceste tuburi ca fiind întinse pe un vid. Aceasta din urmă vedere a

tuburilor de inducție electrostatică este cea pe care o vom adopta, le vom considera ca având locul lor în eter, polarizarea particulelor care însoțește trecerea lor printr-un dielectric fiind un fenomen secundar. De dragul conciziei, vom numi astfel de tuburi Faraday Tubes.

Pe lângă tuburile care se întind de la electricitate pozitivă la negativă, presupunem că există, în eter, multitudini de tuburi de constituție similară, dar care formează curbe închise discrete în loc să aibă capete libere; vom numi astfel de tuburi tuburi „închise". Diferența dintre cele două tipuri de tuburi este similară cu cea dintre un filament de vortex cu capetele pe suprafața liberă a unui lichid și unul care formează un inel de vortex închis în interiorul acestuia. Aceste tuburi închise, care se presupune că sunt prezente în eter, indiferent dacă există sau nu forțe electrice, conferă eterului o structură fibroasă.

În teoria sa asupra fenomenelor electrice și magnetice, Faraday a folosit tuburi de inducție magnetică și electrostatică, vom descoperi totuși că dacă ne păstrăm la concepția tuburilor de inducție electrostatică putem explica fenomenele câmpului magnetic ca fiind datorate mișcarea unor astfel de tuburi.

Tuburile Faraday.

3.] După cum se explică în art. 82 din Maxwell's Electricity and Magnetism, aceste tuburi pornesc din locurile unde este pozitiv și se termină în locurile unde există electricitate negativă, cantitatea de electricitate pozitivă de la începutul tubului fiind egală cu cea a negativului de la capăt. Dacă presupunem că tuburile din câmp sunt toate de aceeași rezistență, cantitatea de electricitate pozitivă liberă pe orice suprafață va fi proporțională cu numărul de tuburi care părăsesc suprafața. În teoria matematică a electricității nu există nimic care să indice că există vreo limită în măsura în care un câmp de forță electrică poate fi subdivizat în tuburi de continuu.

4.]

scăderea puterii, situația este totuși diferită dacă privim aceste tuburi de forță ca fiind nu doar o formă de exprimare matematică, ci ca cantități fizice reale cu dimensiuni și forme definite. Dacă luăm acest punct de vedere, considerăm în mod firesc că tuburile sunt toate de aceeași rezistență și vom vedea motive pentru a crede că această rezistență este de așa natură încât atunci când se termină pe un conductor, există la capătul tubului o sarcină negativă. electricitate egală cu cea pe care în teoria electrolizei o asociem cu un atom al unui element monovalent precum clorul.

Această rezistență a tuburilor unității este adoptată deoarece fenomenele de electroliză arată că este o unitate naturală și că părțile fracționale ale acestei unități nu există, în orice caz în electricitatea care a trecut printr-un electrolit. Vom presupune în

acest capitol că în toate procesele electrice, și nu doar în electroliză, părți fracționale ale acestei unități nu există.

Tuburile Faraday fie formează circuite închise, fie încep și se termină pe atomi, toate tuburile care nu sunt închise fiind tuburi care se întind în eter de-a lungul unor linii drepte sau curbate de la un atom la altul. Când lungimea tubului care leagă doi atomi este comparabilă cu distanța dintre atomii dintr-o moleculă, se spune că atomii sunt în combinație chimică; când tubul care leagă atomii este mult mai lung decât acesta, se spune că atomii sunt „liberi din punct de vedere chimic".

Proprietatea tuburilor Faraday de a forma întotdeauna circuite închise sau de a avea capetele pe atomi poate fi ilustrată prin proprietatea similară pe care o au tuburile de mișcare vortex într-un fluid fără frecare, aceste tuburi fie formează circuite închise, fie își au capetele la limita dintre lichidul în care are loc mișcarea vortexului.

Se poate presupune că tuburile Faraday sunt împrăștiate în spațiu și nu doar limitate în locuri în care există o intensitate electromotoare finită, absența acestei intensități fiind datorată nu absenței tuburilor Faraday, ci lipsei de aranjare între astfel de tuburi. așa cum sunt prezente: intensitatea electromotoare în orice loc fiind astfel o măsură, nu a întregului număr de tuburi din acel loc, ci a excesului numărului care indică în direcţia intensităţii electromotoare față de numărul celor care indică în sens opus. direcţie.

4.] În acest capitol ne vom strădui să arătăm că diferitele fenomene ale câmpului electromagnetic pot fi toate interpretate ca fiind datorate mișcării tuburilor Faraday sau modificărilor poziției sau formei lor. Astfel, din punctul nostru de vedere, această metodă de a privi fenomenele electrice poate fi

5.]

privite ca formând un fel de teorie moleculară a Electricității, tuburile Faraday luând locul moleculelor în Teoria Cinetică a Gazelor: obiectul metodei fiind de a explica fenomenele câmpului electric ca fiind datorate mișcării acestor tuburi, la fel cum este obiectul teoriei cinetice a gazelor de a explica proprietățile unui gaz ca fiind datorate mișcării moleculelor sale.

Aceste tuburi seamănă, de asemenea, cu moleculele unui gaz în altă privință, deoarece le considerăm incapabile de distrugere sau de creare.

5.] Se poate întreba de la început, de ce am luat tuburile de inducție electrostatică ca molecule, ca să spunem așa, mai degrabă decât tuburile de inducție magnetică? Răspunsul la această întrebare este că dovezile oferite de fenomenele care însoțesc trecerea electricității prin lichide și gaze arată că structura moleculară are o legătură extrem de strânsă cu tuburile de inducție electrostatică, mult

mai apropiată decât avem motive să credem. are cu tuburi de inducție magnetică. Alegerea tuburilor de inducție electrostatică ca molecule noastre pare astfel să fie cea care ne oferă cele mai mari facilități pentru a explica acele fenomene electrice în care este implicată atât materia, cât și eterul.

6.] Să luăm în considerare pentru o clipă din această perspectivă originea energiei în câmpurile electrostatice și electromagnetice. Presupunem că asociat cu tuburile Faraday există o distribuție a vitezei eterului atât în tuburile în sine, cât și în spațiul care le înconjoară. Astfel, putem avea rotație în eter în interiorul și în jurul tuburilor chiar și atunci când tuburile în sine nu au viteză de translație, energia cinetică datorată acestei mișcări constituind energia potențială a câmpului electrostatic: în timp ce atunci când tuburile în sine sunt în mișcare avem super -la aceasta se adaugă o altă distribuţie a vitezei a cărei energie o constituie cea a câmpului magnetic.

Energia pe care am luat-o în considerare până acum se află în eter, dar atunci când un tub cade pe un atom, acesta poate modifica mișcarea internă a atomului și astfel să îi afecteze energia. Astfel, pe lângă energia cinetică a eterului care provine din câmpul electric, mai poate exista în atomi și o anumită energie care provine din aceeași cauză și datorită modificării mișcării interne a atomilor produsă de incidența Faraday. tuburi. Dacă modificarea energiei unui atom produsă de incidența unui tub Faraday este diferită pentru atomi de substanțe diferite, dacă nu este aceeași, de exemplu, pentru un

7.]

atom de hidrogen ca și pentru unul de clor, atunci energia unui număr de molecule de acid clorhidric ar depinde de dacă tuburile Faraday au pornit de la hidrogen și s-au terminat pe clor sau invers. Deoarece energia din molecule depinde astfel de dispunerea tuburilor din moleculă, va exista o tendință de a face ca toate tuburile să pornească de la hidrogen și să se termine pe clor sau invers, conform primului sau al doilea dintre aceste aranjamente. face diferența dintre energiile cinetice și potențiale la maximum. Cu alte cuvinte, va exista, în limbajul teoriei obișnuite a electricității, o tendință ca toți atomii de hidrogen să fie încărcați cu electricitate de un singur semn, în timp ce toți atomii de clor sunt încărcați cu cantități egale de energie electrică. semnul opus.

Rezultatul diferitelor efecte asupra energiei atomului produse de incidența unui tub Faraday va fi același ca și cum atomii diferitelor substanțe ar fi atras electricitate cu diferite grade de intensitate: acest lucru a fost demonstrat de v. Helmholtz a fi suficient. pentru a lua în considerare electricitatea de contact și de frecare. De asemenea, așa cum vom vedea în capitolul II, ține cont de unele dintre efectele observate atunci când electricitatea trece de la un gaz la un metal sau invers.

7.] Tuburile Faraday când ajung la un conductor se micșorează la dimensiuni moleculare. Vom lua în considerare procesele prin care se realizează acest lucru la sfârșitul acestui capitol și, între timp, vom discuta efectele produse de aceste tuburi atunci când se deplasează printr-un dielectric.

8.] Pentru a putea fixa starea câmpului electric în orice punct al unui dielectric, vom introduce o mărime pe care o vom numi „polarizarea” dielectricului și care, deși matematic este identică cu „deplasarea” lui Maxwell. are o interpretare fizică diferită. „Polarizarea” este definită după cum urmează: Fie A și B două puncte învecinate în dielectric, să fie trasat un plan a cărui zonă este unitate între aceste puncte și în unghi drept cu linia care le unește, apoi polarizarea în direcția AB. este excesul numărului de tuburi Faraday care trec prin suprafața unitară din partea A spre partea B față de cele care trec prin aceeași zonă din partea B spre partea A. Într-un dielectric altul decât aerul ne imaginăm suprafața unitară să fie plasată într-o crevasă îngustă tăiată din dielectric, părțile laterale ale crevasei fiind perpendiculare pe AB . Polarizarea este evident o mărime vectorială și poate fi rezolvată în componente în același mod ca o forță sau o viteză; vom desemna

componente paralele cu axele lui x, y, z prin literele f, g, h; acestea sunt matematic identice cu mărimile pe care Maxwell le denotă prin aceleași litere, interpretarea lor fizică este totuși diferită.

9.] Vom investiga acum viteza de schimbare a componentelor polarizării într-un dielectric. Întrucât tuburile Faraday într-un astfel de mediu nu pot fi nici create, nici distruse, o modificare a numărului care trece prin orice zonă fixă trebuie să se datoreze mișcării sau deformării tuburilor. Vom presupune, în primul rând, că tuburile dintr-un loc se mișcă toate cu aceeași viteză. Fie u, v, w componentele vitezelor acestor tuburi în orice punct, apoi modificarea f , numărul de tuburi care trec în punctul x, y, z, prin unitate de suprafață în unghi drept față de axa lui x , se va datora a trei cauze. Prima dintre acestea este mișcarea tuburilor dintr-o altă parte a câmpului până în zona luată în considerare; a doua este răspândirea sau concentrarea tuburilor datorită mișcării lor relative; iar al treilea este alterarea direcției tuburilor din aceeași cauză.

Fie f modificarea în f din cauza primei cauze, apoi ca urmare a mișcării tuburilor, tuburile care în momentul t + ôt trec prin aria unității vor fi cele care în momentul t se aflau în punctul

sau

X — UÔt; У — VÔt; Z — WÔt;

deci ô1f va fi dat de ecuație

ô f (df + df + df \

dx dy dz

Ca urmare a mișcării tuburilor unul față de celălalt, cele care în momentul t au trecut prin unitatea de suprafață în unghi drept cu x vor fi în momentul t + ôt să fie răspândite pe o zonă.

dv dw

1 + ôt{ — + —

dy dz

astfel ô2f, modificarea în f din cauza acestei cauze, va fi dată de ecuația s2f ==T7Pv

dy dv _____

dy dz

dw Ί ' + dz)

dw

dz

Ô2f =

9.]

DEPLACARE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

7

Ca urmare a deformarii tuburilor din cauza miscarii relative

dintre părțile lor unele dintre cele care la momentul t erau în unghi drept față de axa lui x vor avea în momentul t + ôt o componentă de-a lungul acesteia. Prin urmare,

de exemplu, tuburile care la momentul t erau paralele cu y vor fi răsucite după un timp ôt ôt spre axa lui x printr-un unghi ôt—, dy du în mod similar cele paralele cu z vor fi răsucite printr-un unghi ôt— spre dz axa lui x în timpul ôt; prin urmare ô3f, modificarea în f din cauza acestei cauze,

va fi dat de ecuație

ôsf = ôt

du du

■ + hdZ

Prin urmare, dacă af este modificarea totală a f în timpul ôt, deoarece

off = off + ô2f + ô3 f;

avem

oprit =

df , df , df A   dv

dx tu dz   tu

dw\   (du du

+ ~d) + \9dy + hTz

ovăz;

care poate fi scris ca

df dt

dd

— — (ug — vf) — — (wf — uh) dy(ug   f} dz(wf uh)

df   dgdh\

dx   _

(1)

u

Dacă p este densitatea energiei electrice libere, atunci întrucât prin dehniția art. 8 integrala de suprafață a polarizării normale preluată pe orice suprafață închisă trebuie să fie egală cu cantitatea de electricitate din interiorul acelei suprafețe, aceasta

rezultă că df dg dh dx dy dz '

prin urmare, ecuația (1) poate fi scrisă

df d+ sus— În mod similar dg dt+ vp— dh dt+ wp—   dd dy(ug f} dz(wf): rl(vh-wg)- d(ug-vf)(2) dz(wg)dx(ugf); dd = — (wf — uh) — (vh — wg). dxdy

10.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

8

Dacă p, q, r sunt componentele curentului paralel cu x, y, z, respectiv, a, β, y componentele forței magnetice în aceleași direcții,

atunci stim

4πρ

4ffq

4ffr

dy dy da dz dβ dx

dβ 'dz' dy > dx 'da dy',

(3)

Prin urmare, dacă considerăm curentul ca fiind format din curentul de convecție ale cărui componente sunt sus, vp, respectiv wp și polarizarea cur-df dg dh

rent ale cărui componente sunt —-, —-, —, vedem comparând ecuațiile dt dt dt

(2) și (3) că putem considera tuburile Faraday în mișcare ca dând naștere unei forțe magnetice ale cărei componente a, β, y sunt date de ecuație

a = 4ff(vh — wg), β = 4ff(wf — uh), y = \z-ng - vf).

(4)

Astfel, un tub Faraday în mișcare produce o forță magnetică în unghi drept atât față de sine, cât și față de direcția sa de mișcare, a cărei mărime este proporțională cu componenta vitezei în unghi drept față de direcția tubului. Forța magnetică și rotația de la direcția de mișcare la cea a tubului în orice punct sunt legate ca translația și rotația într-un șurub cu mâna dreaptă.

10.] Mișcarea acestor tuburi implică energie cinetică, iar această energie cinetică este energia câmpului magnetic. Acum, dacă μ este permeabilitatea magnetică, știm că energia pe unitatea de volum este

μ (a2 + β2 + y 2),

sau înlocuirea valorilor lui a, β, y din ecuațiile (4),

2~μ i//v — gw)2 + (fw — hu)2 + (gu — fv)2].

Momentul pe unitate de volum al dielectricului paralel cu x este coeficientul diferențial al acestei expresii în raport cu u, deci dacă U, V, W sunt componentele impulsului paralel cu x, y , z, avem

U = 4^{g(gu — fv) — h(fw — hu)}

= gc — hb,

dacă a, b, c sunt componentele inducției magnetice paralele cu x, y, z.

În mod similar

$V = ha – fc$, $W = fb - ga$.

(5)

Astfel, impulsul pe unitatea de volum în dielectric, care se datorează mișcării tuburilor, este în unghi drept cu polarizarea și cu inducția magnetică, mărimea impulsului fiind egală cu produsul polarizării și componenta lui. inducția magnetică în unghi drept față de aceasta. Putem considera fiecare tub ca având un impuls proporțional cu intensitatea componentei inducției magnetice la unghi drept cu direcția tubului. Este interesant de observat că componentele impulsului din câmp, așa cum sunt date de ecuațiile (5), sunt proporționale cu cantitățile de energie transferate în unitate de timp de-a lungul planurilor unității în unghi drept cu axele lui x, y, z în teoria lui Poynting. a transferului de energie în câmpul electromagnetic (Fil. Trans. 1884, Partea II. p. 343); prin urmare, direcția în care se presupune că se mișcă energia din teoria lui Poynting este aceeași cu direcția impulsului determinat de investigația precedentă.

11.] Intensitățile electromotoare paralele cu x, y, z datorate mișcării tuburilor sunt coeficienții diferențiați ai energiei cinetice în raport cu f, g, respectiv h, deci obținem următoarele expresii pentru X, Y, Z componentele intensității electromotoare,

$X = wb – vc$, $Y = uc – wa$, $Z = va – ub$.

(6)

Astfel direcția intensității electromotoare datorată mișcării tuburilor este în unghi drept atât cu inducția magnetică, cât și cu direcția de mișcare a tuburilor.

Din ecuațiile (6) obținem

dZ   dYdadaÍ dbdc\

dy   dzdydz\dydz J

dv dw du du

+Adi+ a) - bdy - X

12.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBI DE FORȚĂ FARADAY.

10

Dar din moment ce ecuaţia

da db dc dx dy dz

susține, așa cum vom arăta ulterior, din punctul de vedere al forței magnetice, precum și din perspectiva obișnuită, avem

dZ dY   da da da

dy dz   dx dy dz

Í dv dw\ du du + Ydy + dl) - bdy - CTz:

Partea dreaptă a acestei investigații este de raționamentul dat la da

Artă. 9 egal cu ——, rata de diminuare a numărului de linii de 4   dt '

inducția magnetică care trece prin unitate de suprafață în unghi drept față de axa lui x: deci avem

În mod similar

dZ dY da

dy   dzdt
dX   dZ _db
dz   dxdt '
dY   dXdc

dx dy dt

(7)

Acum după teorema lui Stokes

f (X dx + Y dy + Z dz)

luat în jurul unui circuit închis este egal cu

dS;

unde l, m, n sunt cosinusurile de direcție ale normalei la o suprafață S care este în întregime delimitată de circuitul închis. Înlocuind valorile precedente pentru dZ/dy — dY/dz etc., vedem că integrala de linie a intensității electromotoare în jurul unui circuit închis este egală cu rata de scădere a numărului de linii de inducție magnetică care trec prin circuit. Prin urmare, viziunea anterioară a originii forței magnetice conduce la regula lui Faraday pentru inducerea curenților prin alterarea câmpului magnetic.

12.] Când intensitatea electromotoare se datorează în întregime mișcării tuburilor într-un mediu izotrop a cărui capacitate inductivă specifică este K,

13.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

11

avem

f=iX

=   {wb - vc};

iar din moment ce

$b = 4^{fw - hu}$, $c = 4\pi\mu\{\mu\eta - fv\}$,

avem $f = \mu K\{f(u2 + v2 + w2) - u(fu + gv + hw)\}$;

în mod similar $g = \mu K \{g(u2 + v2 + w2) - v(fu + gv + hw)\}$,

$h = \mu K \{h(u2 + v2 + w2) - w(fu + gv + hw)\}$, deci $fu + gv + hw = 0$,

și prin urmare $u2 + v2 + w2 =\cdot$

Prin urmare, atunci când intensitatea electromotoare se datorează în întregime mișcării tuburilor, tuburile se mișcă în unghi drept față de ele însele cu viteza iД/µK, care este viteza cu care lumina se deplasează prin dielectric. În acest caz, impulsul este paralel cu direcția mișcării, iar intensitatea electromotoare este în direcția polarizării. În acest caz, polarizarea, direcția de mișcare și forța magnetică, sunt reciproc în unghi drept; dispunerea lor relativă este prezentată în Fig. 1.

Colectând rezultatele precedente, vedem că atunci când un tub Faraday este în mișcare, acesta este însoțit de (1) o forță magnetică în unghi drept față de tub și cu direcția în care se mișcă, (2) un impuls în unghi drept față de tubului și inducției magnetice, (3) o intensitate electromotoare în unghi drept față de direcția mișcării și față de inducția magnetică; acest lucru tinde întotdeauna să facă tubul să se stabilească în unghi drept față de direcția în care se mișcă. Astfel, într-un mediu izotrop în care nu există electricitate liberă și, în consecință, nu există intensități electromotoare cu excepția celor care apar din mișcarea tuburilor, tuburile se așează în unghi drept față de direcția mișcării.

13.] Până acum am luat în considerare doar cazul când tuburile din orice loc dintr-un dielectric se mișcă cu o viteză comună. Cu toate acestea, putem extinde fără dificultate aceste rezultate la cazul în care avem seturi diferite de tuburi care se mișcă cu viteze diferite.

Să presupunem că avem tuburile f 1, g1, h1, care se deplasează cu o viteză ale cărei componente sunt u1, v1, w1, în timp ce tuburile f2, g2, h2 se mișcă cu

Fig. 1.

vitezele u2, v2, w2 și așa mai departe. Atunci rata de creștere a numărului de tuburi care trec prin unitatea de suprafață în unghi drept față de axa lui x este, după același raționament ca înainte,

d __ d ___

dy p(ug -vf) - dz P(wf ~ uh) ~ P(sus).

Prin urmare, vedem ca înainte că tuburile pot fi considerate ca producând o forță magnetică ale cărei componente a, β, y sunt date de ecuații

a I- /1(vh — wg),

β I-p(wf - uh);

y = I- P(ug - vf).

Energia cinetică pe unitatea de volum, T , datorată mișcării acestor tuburi este dată de ecuația

T = β {a2 + β2 + y2},

8

(8)

sau

T = 2π μ {P(vh - wg)}2 + {P(wf - uh)}2 + {P(ug - vf)}2 .

13.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

13

Astfel dT/dui, impulsul pe unitate de volum paralel cu x datorat tubului cu sufixul 1, este egal cu

W' {gi P(ug - vf) - hi P(wf - uh)} ,

= gic - hib,

unde a, b, c sunt componentele inducției magnetice.

Astfel U, V, W, componentele impulsului pe unitate de volum paralele cu axele lui x, y, respectiv z, sunt date de ecuații

U = cpg - bph, 9

V = aph - cp fA (9)

W = bpf - a pag.)

Astfel, atunci când avem un număr de tuburi care se mișcă în câmpul electric, impulsul rezultat în orice punct este perpendicular atât pe inducția magnetică rezultată, cât și pe polarizarea rezultată și este egal cu produsul acestor două mărimi în sinusul unghiului. între ele.

Intensitățile electromotoare X, Y, Z paralele cu axele lui x, y, respectiv z sunt egale cu valorile medii ale dT /df , dT /dg, dT /dh, deci avem

X = bw — cv,)

Y = cU – aw, >   (10)

Z = av – bU; J

unde o bară plasată peste orice cantitate indică faptul că trebuie luată valoarea medie a acelei cantități.

Astfel, atunci când un sistem de tuburi Faraday este în mișcare, intensitatea electromotoare este în unghi drept atât cu inducția magnetică rezultată, cât și cu viteza medie a tuburilor și este egală ca mărime cu produsul acestor două mărimi în sinusul unghiul dintre ele.

Vedem din ecuațiile precedente că poate exista o forță magnetică rezultantă datorită mișcării tuburilor pozitive într-o direcție și a celor negative în sens opus, fără impuls rezultant sau intensitate electromotoare; căci dacă există tot atâtea tuburi pozitive cât și negative care trec prin fiecare unitate de suprafață, astfel încât să nu existe polarizare rezultată, nu va exista, prin ecuațiile (9), nici un impuls rezultat, în timp ce dacă numărul de tuburi care se mișcă într-o direcție este același ca numărul care se deplasează în

opus, ecuațiile (10) arată că nu va exista o intensitate electromotoare rezultată din cauza mișcării tuburilor. Vedem astfel că atunci când câmpul magnetic este constant, mișcarea tuburilor Faraday în câmp va fi un fel de forfecare a pozitivului dincolo de tuburile negative; tuburile pozitive se deplasează într-o direcție și cele negative la o rată egală în sens opus. Când, totuși, câmpul nu este într-o stare de echilibru, acest lucru încetează să mai fie și atunci se dezvoltă intensitățile electromotoare datorate inducției.

Forțe mecanice în câmp.

14.] Momentul paralel cu x pe unitate de volum a mediului, datorită mișcării tuburilor Faraday, este prin ecuația (9)

cpg - bph;

astfel impulsul paralel cu x care intră într-o porțiune a mediului delimitată de suprafața închisă S în unitatea de timp este egal cu

ff [c X g(lu + mv + nw) – b Σ h(lu + mv + nw)] dS, unde dS este un element al suprafeței și l, m, n cosinusurile de direcție ale normalei sale direcționate spre interior.

Dacă suprafața S este atât de mică încât câmpul magnetic extern poate fi considerat constant peste ea, expresia poate fi scrisă ca

c jj X g (lu + mv + nw) dS – b jj X h(lu + mv + nw) dS.

Acum ffEg(lu + mv + nw) dS,

și $\iint X h(lu + mv + nw)\, dS$,

sunt numărul de tuburi Faraday paralele cu y și respectiv z care intră în element în unitate de timp, adică sunt integralele de volum ale componentelor q și r ale curentului paralel cu y și respectiv z: dacă mediul înconjurat de S este un dielectric acesta este un curent de polarizare, dacă este un conductor este un curent de conducție. Astfel, impulsul paralel cu x comunicat în unitate de timp la unitatea de volum a mediului, cu alte cuvinte, forța paralelă cu x care acționează asupra unității de volum a mediului, este egală cu

$cq - br$;

15.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

15

(11)

în mod similar forțele paralele cu y și respectiv z sunt

$ar - cp$ și $bp - aq$.

Când mediul este un conductor, acestea sunt expresiile obișnuite pentru componentele forței pe unitatea de volum a conductorului atunci când acesta transportă un curent într-un câmp magnetic.

Când, ca și în investigația de mai sus, considerăm forța asupra unui conductor care transportă un curent ca fiind datorată comunicării către conductor a impulsului tuburilor Faraday care intră în conductor, originea forței dintre doi curenți va fi foarte mare. la fel cu cea a atracției dintre două corpuri pe teoria gravitației a lui Le Sage. Astfel, de exemplu, dacă avem doi curenți paraleli A și B care curg în aceeași direcție, atunci dacă A este la stânga lui B vor intra în A mai multe tuburi din stânga decât din dreapta, deoarece unele dintre cele care ar fi venit din dreapta dacă B ar fi fost absent va fi absorbit de B , astfel în unitatea de timp impulsul având direcția de la stânga la dreapta care intră în A îl va depăși pe cel având direcția opusă; astfel A va tinde să se deplaseze spre dreapta, adică spre B, în timp ce dintr-un motiv similar B va tinde să se deplaseze spre A.

15.] Am văzut astfel că ipoteza tuburilor Faraday în mișcare explică proprietățile și conduce la ecuațiile obișnuite ale câmpului electromagnetic. Această ipoteză are avantajul de a indica foarte clar de ce curenții de polarizare și conducție produc efecte mecanice și magnetice similare. Pentru că efectele mecanice și forțele magnetice în orice punct al câmpului se datorează mișcării tuburilor Faraday în acel punct și orice modificare a polarizării implică mișcarea acestor tuburi la fel de mult ca și un curent de conducție obișnuit.

16.] Vom trece acum la ilustrarea acestei metode de a privi fenomenele electrice, aplicând-o la luarea în considerare a unor cazuri simple. Vom începe cu cazul care a sugerat metoda; cea a unei sfere încărcate care se mișcă uniform prin dielectric. Să presupunem că sarcina pe sferă este e și că aceasta se mișcă cu viteza w paralelă cu axa lui z . Tuburile Faraday pornesc din sferă și sunt purtate împreună

cu ea pe măsură ce se deplasează prin dielectric; deoarece aceste tuburi se mișcă, după cum am văzut, vor produce un câmp magnetic. Vom presupune că sistemul sa stabilit într-o stare de echilibru, astfel încât sfera și tuburile sale sunt

toate se deplasează cu aceeași viteză w. Fie f, g, h componentele polarizării în orice punct, a, β, y cele ale forței magnetice. Expresiile pentru X, Y, Z, componentele intensității electromotoare, vor consta din două părți, una datorată mișcării tuburilor Faraday și dată de ecuațiile (6), cealaltă datorită distribuției acestor tuburi și derivabile. dintr-un potențial X; avem astfel, dacă permeabilitatea magnetică este

unitate,

dX

X = wβ - —,

dx

dX

Y = — wa--—,

dy

Z_ _dT

dz: ,

(12)

Prin ecuații (4)

a = — 4'xgW; β =   \zfw.

y = 0.

Dacă K este capacitatea inductivă specifică a mediului, avem

y 4π f V 4π   7 4πΛ

X =   Y = Kg' Z = Kh.

Deoarece permeabilitatea magnetică a dielectricului este luată ca unitate, putem pune 1/K = V2, unde V este viteza luminii prin dielectric.

Făcând aceste substituții pentru forța magnetică și intensitatea electromotoare, ecuațiile (12) devin

iar din moment ce

primim

' - (V 2 - w2) = - fx;

2   2dT

4^g(V - w2) =   ;

dy _ dX dz '

dg dh

— 4----= 0

dy dz ,

TM' 2

df

dx +

d2 T d2X

dx2 + dy2 +

dg

dy

. V2 - w2 d2X   0

V2   ΊΫ2 = '

(13)

sau punerea

ecuația (13) devine

o soluţie a căruia este

Ψ

z0 =-----------1 Z;

{V2 - w2}2

d2T   d2Td2T

dx2 + dy2 + dz02

A

'   г

x2 + y2 + Z02} 2

A

x2 + y2 +

V2 Í 2 ___-___z2 I V2 - w2 J

(14)

Pentru hnd A observăm că polarizarea normală peste orice sferă concentrică cu cea în mișcare trebuie să fie egală cu e, sarcina pe sferă; prin urmare, dacă a este raza sferei în mișcare,

xf . У ,Ì ,Q

—f +— g +— h> dS = e.

aaa J

Înlocuind valorile f, g, h ale acestora, avem hnd

Aa

4π(ν2 — w2)

dS

V2   Ì 2

x + У2 + V2_ w2 z2f

=e;

sau

----A---- Í

2(V2 - w2Πo

sin θ dO

= e.

sin2 θ +

V 2

V2 - w2

3

2

Integrala, dacă V > w, este egală cu

2{V2 - w2}[redacted] V ;

deci A = eV {V2 — w2} 2,

16.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY.

18

astfel încât

f

g

h

e V
4π {V2— w2} 2
e V
4π {V2— w2} 2
e V
4π {V2— w2} 2

X

v 2 i 3 '

x2+y2+V

χ2 + y2 + ЇT2----2 2 Í

V 2 — w2 J

(15)

x2 + y2 +

V2

V2 - w2

z2

3

y

f

Prin urmare

gh

xyz

Tuburile Faraday sunt radiale și polarizarea rezultată variază în funcție de

invers ca (w2̆I 2 r4 1^722 cos2 4 ; V2w2

unde r este distanța punctului față de centru și θ unghiul pe care r îl formează cu direcția de mișcare a sferei. Din acest rezultat vedem că polarizarea este cea mai mare unde θ = π/2, cel mai mic unde θ = 0; tuburile Faraday părăsesc astfel polii sferei și tind să se adună la ecuator. Acest lucru rezultă din tendința acestor tuburi de a se așeza în unghi drept față de direcția în care se mișcă. Densitatea de suprafață a electricității pe sfera în mișcare variază invers ca

1 +

w

2

V2   w2

este astfel un maxim la ecuator şi un minim la poli.

Componentele a, β, y ale forței magnetice sunt date de ecuații

9

a = —4wwg =

β =   4%wf =

eVw

{V2 — w2} 2

eVw

x2 + y2 +

V2

V2 - w2

z2

{V2 — w2} 1 (v2̆I 2 '

S x2 + y2 ^72-2 2 i

V2 — w2 J

(16)

y

3'

>

y = 0.

Aceste expresii precum și (15) au fost obținute de domnul Heaviside printr-o altă metodă în Phil. Mag. pentru aprilie 1889.

Astfel, liniile de forță magnetică sunt cercuri cu centrele lor și planele lor în unghi drept față de axa lui z. Când w este atât de mic încât w2/V2 poate fi neglijat, ecuațiile precedente iau formele mai simple

ex

4π r3 '

ei

g, 4;

4π r3

ewy, β=

h 'z

4π r3 '

ewx

Ț.3

(Vezi JJ Thomson „On the Electric and Magnetic Effects generated by the Motion of Electrified Bodies”, Phil. Mag. Aprilie, 1881.)

Sfera în mișcare produce astfel același câmp magnetic ca un element de curent în centrul sferei paralel cu z al cărui moment este egal cu ew. Când ca caz limitativ V = w, adică atunci când sfera se mișcă cu viteza luminii, vedem din ecuațiile (15) și (16) că polarizarea și forța magnetică dispar, cu excepția cazului în care z = 0 când sunt infinite. Planul ecuatorial este astfel sediul forței magnetice infinite și al polarizării, în timp ce restul câmpului este absolut lipsit de oricare. Trebuie observat că în acest caz toate tuburile Faraday s-au aranjat astfel încât să fie în unghi drept cu direcția în care se mișcă.

Vom considera acum impulsul în dielectric datorită mișcării tuburilor Faraday. Deoarece dielectricul este nemagnetic, componentele U, V', W ale acestuia sunt prin ecuațiile (9) date prin următoarele expresii:

U = —β, =

V' = ah =

W = β/ - ag =

e2 V2w   xz

4π V2 — w2 (x2 i y2 i V2 z2)3 '

+ y + V2_w2 z J

e2 V2w   yz

4^ ' - w2 (x2 + y2 + V2V2W2 z2)3'

e2 V2w   (x2 + y2)

4π V2 — w2 fx2 i ».2 i V2 z2)3'

T + y + V2_w2 z)

(17)

Momentul rezultat în orice punct este astfel în unghi drept cu raza și cu forța magnetică; este deci în plan prin rază și direcția mișcării și în unghi drept față de prima. Mărimea impulsului rezultat pe unitate de volum într-un punct la a

distanța r de centrul sferei și unde raza formează un unghi θ cu direcția mișcării este

2 ew

4π

V2   1sin θ

V2 - w2 r4 {1 + cos2 θ}3'

Astfel, impulsul dispare de-a lungul liniei de mișcare a sferei, unde tuburile Faraday se mișcă paralel cu ele însele, și crește continuu spre ecuator pe măsură ce tuburile ajung să îndrepte din ce în ce mai mult în unghi drept cu direcția lor de mișcare.

Momentul rezultat în întregul dielectric este evident paralel cu direcția de mișcare; mărimea sa I este dată de ecuație

eu =

2

e2w

4π

V 2

V2 - w2

sin2 θr2 dr sin θ άθ άφ

w2

V2 - w2

sin2 θ d(cos θ)

w2

V2 - w2

e2w V2 ί'1 a V2 — w2 J0

sau punând w 1 cos θ = tan φ, {V2 — w2 } 2

noi vedem asta

w

{V2-w2}2

e2V 2

a{V2 — w2} 2

cos2 φ

—- sin2 φ

w2

άφ;

sau daca

1w

bronz -----1 = #,

{V2 — w2} 2

+ 2 sin 2#

1 V2

1 + 1   2 cos 2#

4 w2

Astfel, impulsul sferei și dielectricul paralel cu z este mw +1, unde m este masa sferei; astfel încât efectul încărcăturii va fi de a crește masa aparentă a sferei cu I/w sau cu

1   e!v 2

2   aw{V2 — w2}·■

1V2 A

4 w2)

+ 2 sin 2#

1 V2

1 + 1   2 cos 2#

4 w2

1 -

Când viteza sferei este foarte mică în comparație cu cea a luminii, nw
(1 w \

= — 1 + - —

v V 6 v2 j

aproximativ, iar creșterea aparentă a masei sferei este

2   e2

3   a

Când în limita w = V creșterea în masă este infinită, astfel o sferă încărcată care se mișcă cu viteza luminii se comportă ca și cum masa ei ar fi infinită, viteza ei va rămâne, prin urmare, constantă, cu alte cuvinte, este imposibil să crești viteza de un corp încărcat care se deplasează prin dielectric dincolo de cel al luminii.

Energia cinetică pe unitatea de volum a dielectricului este

¿ <“2+β 2),

și deci prin ecuațiile (16) și (17) este egal cu

astfel energia cinetică totală în dielectric este egală cu

2 Wl;

adică să

v 2   r# / - v! \

4aW {V2 - w2gV   4 w2)

+ 2 sin 2#

1 + 1   2 cos 2#

4 w2

Vom continua acum să investigăm forțele mecanice care acționează asupra sferei atunci când aceasta se mișcă paralel cu axa lui z într-un câmp magnetic uniform în care forța magnetică este peste tot paralelă cu axa lui x și egală cu H.

Dacă U, V', W sunt componentele impulsului,

U = gc — hb, V' = ha — fc, W = fb - ga.

În acest caz

c = 0,   b = β, a = a + H,

unde a și β au valorile date în ecuațiile (16).

Momentul transmis în unitate de timp pe suprafața unei sfere concentrice cu cea în mișcare are pentru componente

wU cos θ dS,

wV' cos θ dS,

ww cos θ dS,

integrarea fiind extinsă pe suprafaţa sferei. Înlocuind valorile lui U, V0, W, vedem că prima și a treia dintre aceste expresii dispar, în timp ce a doua se reduce la

sau

r2 < 1 + -7-----2 cos2 θ

(V 2 — w2

cos2 θ sin θ dθ

cos2 θ

care este egal cu

eHwV

°   1

1 + V2 - w2

V + w\ 2

log   ït—

Vw

sau la

fV2 — w2g il   Vw2\ w2 J gy V

Când w/V este foarte mic, această expresie se reduce la

3 eHw.

Aceasta este rata la care impulsul este comunicat sferei, cu alte cuvinte este forța asupra sferei; prin urmare, forța asupra sferei încărcate coincide în direcție cu forța asupra unui element de curent paralel cu axa lui z, dar mărimea forței asupra sferei în mișcare este doar o treime din cea a forței asupra unui element de curent de-a lungul z al cărui moment este ew. Prin momentul unui element de curent înțelegem produsul dintre intensitatea curentului și lungimea elementului. Când w = V, adică atunci când sfera se mișcă prin câmpul magnetic cu viteza luminii, vedem din expresia anterioară că forța care acționează asupra acesteia dispare.

Ne putem face o idee generală despre originea forței mecanice asupra sferei în mișcare dacă ne amintim că câmpul magnetic uniform este (Art. 13)

datorită mișcării tuburilor Faraday, tuburile pozitive se deplasează într-o direcție, cele negative în sens opus și că în mișcarea lor prin câmp aceste tuburi trebuie să traverseze sfera. Momentul datorat acestor tuburi atunci când intră în sferă este proporțional cu forța magnetică din locul în care intră în sferă, în timp ce impulsul lor când ies din sferă este proporțional cu forța magnetică din locul de plecare. Acum, forțele magnetice din aceste locuri vor fi diferite, pentru că pe o parte a sferei forța magnetică care decurge din propria sa mișcare va crește câmpul magnetic inițial, în timp ce pe cealaltă parte îl va diminua. Astfel, prin trecerea lor prin sferă, tuburile vor fi câștigat sau pierdut o anumită cantitate de impuls; aceasta va fi fost luată sau dată sferei, care va fi astfel supusă unei forțe mecanice.

Plăci electrificate rotative.

17.] Efectele magnetice datorate corpurilor electrificate în mișcare sunt mai convenabil examinate experimental cu ajutorul plăcilor rotative electrificate decât prin sferele electrificate în mișcare. Acestea din urmă, din câte știu, nu au fost folosite în niciun experiment de electro-convecție, în timp ce cele mai interesante experimente cu plăci rotative au fost făcute de Rowland (Berichte d. Berl. Acad. 1876, p. 211), Rowland și Hutchinson (Phil. Mag. 27, p. 445, 1889), Rontgen (Wied. Ann. 35, p. 264, 1888; 40, p. 93, 1890), Himstedt (Wied. Ann. 38, p. 560, 1889). Planul general al acestor experimente este următorul: un condensator de aer cu plăci circulare paralele este făcut să se rotească în jurul unei axe prin centrele plăcilor și în unghi drept față de planurile acestora. Pentru a preveni producerea de curenți induși prin rotația plăcilor în câmpul magnetic al pământului, în plăci se realizează diviziuni radiale umplute cu material izolator. Când plăcile sunt încărcate și puse în rotație, se constată că există în vecinătatea lor un câmp magnetic similar cu cel care ar fi produs de curenții electrici care curg pe căi circulare concentrice în plăcile condensatorului, centrele acestor cercuri fiind punctele în care axa de rotație taie plăcile.

Să ne gândim acum cum sunt produse aceste forțe magnetice. Tuburile Faraday în unghi drept față de plăci trec de la o placă la alta. Vom presupune că atunci când condensatorul se rotește ca un corp rigid, aceste tuburi

mișcă de parcă ar fi legat rigid de el. Apoi, luând axa de rotație ca axa lui z, vitezele componente ale unui tub într-un punct ale cărui coordonate sunt x, y sunt, respectiv, -ay și ax, unde ω este viteza unghiulară cu care se rotesc plăcile.

Dacă acestea ar fi singurele tuburi Faraday în mișcare, componentele a, β, y ale forței magnetice ar fi date prin ecuațiile (4) de ecuații

a = 4πσωχ, β = 4ffaay, y = 0,

(18)

unde σ (= h) este densitatea de suprafață a electricității pe oricare dintre plăci. Aceste valori pentru componentele forței magnetice nu satisfac totuși relația

da άβ dy θ

dx dy dz '

care trebuie saturat din moment ce valoarea de

$(a^2 + β^2 + y^2)$ dx dy dz

trebuie, într-un mediu a cărui permeabilitate magnetică este unitate, să fie staționar pentru toate valorile lui a, β, y care dau valori atribuite curenților, adică

dβ   dadadydydβ

dx   dydzdxdydz

Fie a0, β0, yo orice valoare particulară a componentelor forței magnetice care îndeplinesc condițiile atribuite, atunci cele mai generale valori ale acestor componente sunt exprimate prin ecuații

dφ

a = ao + y ;

dx

b = bo +

dy

df

y = yo + y- ;

dz

unde φ este o funcție arbitrară a lui x, y, z.

Atunci dacă

RRR(a2 + β2 + y2) dx dy dz

este staționar,

fff (a da + β δβ + y dy) dx dy dz = 0.

(19)

Fie variațiile în a, b, 7 datorate creșterii lui φ cu o funcție arbitrară φ, atunci

_ adf   adfadf

da j ? dv J ;   δ7 = -r- ■

dx   dydz

Înlocuind aceste valori cu δα, δβ, δ7 și integrând pe părți, ecuația (19) devine

δφ(α dy dz + β dz dx + 7 dx dy)

- IIi δφ[^a +   + ^dxdydz = 0;

dx dy dz

şi prin urmare întrucât δφ este arbitrară

da   dβd7θ

dx   dydz

Valorile lui α, β, 7 date de ecuația (18) nu pot fi, prin urmare, expresii complete pentru forța magnetică și, deoarece considerăm toată forța magnetică ca fiind datorată mișcării tuburilor Faraday, rezultă că tuburile care conectează pozitivul la sarcinile negative de pe plăcile condensatorului nu pot fi singurele tuburi din câmp care se află în mișcare; miscarea acestor tuburi trebuie sa puna in miscare tuburile inchise care, art. 2, există în vecinătatea lor. Mișcarea tuburilor închise va produce un câmp magnetic în care forțele pot fi derivate dintr-un potențial magnetic Q. Când includem câmpul magnetic datorat mișcării acestor tuburi închise, avem

a = 4πσωχ -   dQdQ0 dx dx

dQ   dQ0

β = |-^!y - — = — ;

dy dy

dQ dQ0 dz dz '

dacă Q0 = 2πσω(χ2 + y2) — Q;

iar din moment ce   dadβ d7 θ dxdydz
avem d2Q0d2Q0d2Q0 _ dx2 I dy2 I dz2

Se pune acum întrebarea, mișcarea tuburilor care leagă electricitatea pozitivă și negativă de pe plăci doar pune în mișcare acele tuburi închise care se află între plăcile condensatorului sau afectează și tuburile din exterior? Să examinăm consecințele primei ipoteze. În acest caz, deoarece tuburile Faraday din afara condensatorului sunt în repaus, forța magnetică va dispărea cu excepția celor dintre plăcile condensatorului; rezultă, totuși, din proprietățile potențialului magnetic că acesta trebuie să dispară și în interior, astfel încât nicio forță magnetică nu ar fi produsă de rotația plăcilor. Deoarece acest lucru este contrar rezultatului experimentelor lui Rowland, tuburile Faraday care se întind între plăci trebuie, prin rotația lor, să pună în mișcare tuburi care se extind departe de regiunea dintre

plăci. Mișcarea acestor tuburi închise trebuie totuși să fie în concordanță cu condiția ca forța magnetică paralelă cu plăcile datorată mișcării tuburilor să fie continuă. Să luăm în considerare pentru un moment forța magnetică radială datorată tuburilor închise: aceasta poate apărea fie din rotația în jurul axei tuburilor care trec prin plăci, fie din mișcarea în unghi drept față de plăcile tuburilor paralele cu acestea. În primul caz, viteza tangențială la plăcile tuburilor trebuie să fie continuă, altfel tuburile s-ar rupe, iar deoarece viteza tangențială este continuă, forța magnetică radială datorată mișcării acestor tuburi va fi și ea continuă. În al doilea caz, produsul dintre viteza normală a tuburilor și numărul lor pe unitate de volum trebuie să fie același pe cele două părți ale unei plăci, altfel ar exista o acumulare a acestor tuburi în placă. Produsul vitezei normale în numărul de tuburi este, totuși, egal cu forța magnetică tangențială datorată mișcării tuburilor închise, astfel încât aceasta trebuie să fie continuă.

Tuburile deschise care se întind de la electricitatea pozitivă de pe o placă la negativul de pe cealaltă vor produce însă, prin mișcarea lor, o discontinuitate în forța magnetică radială, deoarece aceste tuburi se opresc la plăci și nu trec prin ele. Forța magnetică radială într-un punct datorată acestor tuburi este Iv^vr, unde r este distanța punctului față de axa de rotație. Condițiile pentru determinarea câmpului magnetic sunt astfel, (1) că, cu excepția substanței plăcilor, trebuie să existe un potențial magnetic care să satisfacă ecuația lui Laplace și (2) că la oricare dintre plăci discontinuitatea în forța magnetică radială trebuie să fie de 4vawr , unde σ este densitatea de suprafață a electricității de pe plăci. Aceste conditii

sunt totuși exact cele care determină forța magnetică produsă de un sistem de curenți electrici care circulă în cercuri în plăcile condensatorului, intensitatea curenților la distanța r de axa de rotație fiind aur pentru pozitiv și –aur. pentru placa negativă. Prin urmare, forța magnetică datorată rotației plăcilor va fi aceeași cu cea produsă de această distribuție a curenților electrici.

Această concluzie pare să fie confirmată de rezultatele experimentelor lui Rowland și Hutchinson (Phil. Mag. 27, p. 445, 1889), deoarece folosind această ipoteză au găsit o valoare tolerabil de exactă a lui „v”, raportul electromagnetic. la unitatea electrostatică de electricitate, prin experimente pe o placă rotativă.

Putem vedea printr-un raționament similar că, dacă doar una dintre plăci se rotește, cealaltă fiind în repaus, efectul magnetic va fi același cu cel datorat unui sistem de curenți electrici care circulă în placa rotativă, intensitatea curentului la o distanta r fata de axa fiind aur.

Câteva experimente interesante au fost făcute de Rontgen (Wied. Ann. 35, p. 264, 1888), în care, în timp ce plăcile condensatorului erau în repaus, un disc de sticlă paralel cu plăcile și situat între ele a fost așezat rapid. rotație și s-a descoperit că produce un câmp magnetic.

Rotirea discului trebuie să fi pus astfel în mișcare tuburile Faraday care trec prin el, iar acestea, la rândul lor, au afectat tuburile închise care se extind în regiunea dincolo de condensator.

Experimentele de acest fel par să deschidă un câmp de cercetare care va arunca în lumină o întrebare care în prezent este una dintre cele mai obscure în electricitate: aceea a relației dintre vitezele dielectricului și ale tuburilor Faraday care trec prin acesta. Această întrebare este una de mare importanță în Teoria Electromagnetică a Luminii, deoarece în Teoria Aberației se poate face puțin progres până când vom obține un răspuns la aceasta. O altă întrebare la care nu am atins, dar care este foarte importantă în această privință, este dacă mișcarea tuburilor Faraday prin eter lipsit de materie ar produce forță magnetică sau dacă în acest scop este necesar ca tuburile să treacă peste materie obișnuită cât și eter. Ideea poate fi ilustrată prin următorul caz. Să presupunem că avem o placă de sticlă între două plăci încărcate paralel electrizate rigid, uniform sau altfel, și că întregul sistem este pus în rotație și se mișcă ca un corp rigid, atunci este sau nu mișcarea sistemului însoțită de magnetice. forta? Aici se mișcă tuburile Faraday

prin eter (presupunând că viteza eterului nu este aceeași cu cea a sticlei), dar nu se mișcă relativ la sticlă.

Mișcarea tuburilor prin dielectric va fi necesară pentru producerea efectelor magnetice dacă presupunem că nu există tuburi închise în câmpul electric și că toate tuburile conectează porțiuni de materie obișnuită. Recunoașterea tuburilor închise în eter pare a fi de dorit în stadiul actual al cunoștințelor noastre electrice, deoarece dacă nu recunoaștem existența unor astfel de tuburi, trebuie să presupunem că lumina fiind un fenomen electromagnetic nu poate traversa o regiune complet lipsită de materie obișnuită, și în plus, existența forței magnetice depinde de prezența unei astfel de materii în câmp.

Un câmp magnetic constant.

18.] Forța magnetică asupra teoriei pe care o discutăm acum se datorează mișcării tuburilor Faraday. Când câmpul magnetic este variabil, prezența acestor tuburi este evidentiată de existența intensităților electromotoare în câmp: când totuși câmpul este constant, nu avem nicio dovadă electrică directă a prezenței acestor tuburi, iar dispoziția și vitezele lor au de dedus din ecuaţiile dezvoltate în paginile precedente. Vom continua acum să examinăm mai în detaliu acest caz foarte important.

Într-un câmp magnetic constant în care nu există electricitate liberă, tuburile Faraday trebuie să fie închise, cu excepția desigur a tuburilor scurte care conectează atomii din moleculele prezente în câmp. Deoarece într-un astfel de câmp nu există intensitate electromotoare, prin fiecare unitate de suprafață a câmpului trebuie să treacă același număr de tuburi pozitive ca și de tuburi negative, adică trebuie să existe tot atâtea tuburi îndreptate într-o direcție cât și

invers. Aceste tuburi (Art. 12) se vor amplasa astfel încât să fie în unghi drept atât cu direcția în care se mișcă, cât și cu forța magnetică. Distribuția tuburilor Faraday și direcțiile în care se mișcă nu pot fi determinate numai din forța magnetică; dar în scopul formării unei concepții clare asupra modului în care poate fi produsă forța magnetică, vom presupune că tuburile pozitive se mișcă cu viteza luminii într-o direcție, tuburile negative cu o viteză egală în sens opus, și că în orice punct direcția unui tub, viteza acestuia și forța magnetică sunt reciproce

în unghi drept.

Într-un câmp magnetic constant, există suprafețe de potențial egal care taie liniile de forță magnetică în unghi drept, astfel încât, deoarece atât tuburile Faraday, cât și direcțiile în care se mișcă sunt în unghi drept cu liniile de forță magnetică, putem presupune că tuburile Faraday formează curbe închise pe suprafețele echipotențiale, un tub rămânând întotdeauna pe o suprafață echipotențială și deplasându-se de-a lungul ei în unghi drept față de el însuși.

Vom considera acum mișcarea acestor tuburi într-un câmp magnetic foarte simplu: cel care înconjoară un cilindru circular infinit de lung a cărui axă este luată ca axa lui z și care este magnetizat uniform în unghi drept cu axa lui și paralel cu axa lui. X.

Potențialul magnetic din interiorul cilindrului este egal cu

$$Hx,$$

unde H este forța magnetică din interiorul cilindrului.

Potențialul din exteriorul cilindrului, dacă a este raza cilindrului, este egal cu

$$\frac{a^2 \cos \theta}{r} H ,$$

unde r este distanța față de axa cilindrului punctului în care se calculează potențialul și θ azimutul lui r măsurat din direcția de magnetizare. Astfel in interiorul cilindrului suprafetele echipotentiale sunt plane in unghi drept fata de directia de magnetizare, in timp ce in exterior sunt un sistem de cilindri circulari care daca ar fi prelungiti ar trece prin axa magnetului; axele tuturor acestor cilindri sunt paralele cu axa lui z și se află în planul lui xz. Secțiunile transversale ale cilindrului original și suprafețele echipotențiale sunt reprezentate în Fig. 2.

Vom presupune că tuburile Faraday sunt paralele cu axa cilindrului; atunci putem considera câmpul magnetic ca produs de astfel de tuburi care se deplasează în jurul suprafețelor echipotențiale cu viteză uniformă, tuburile pozitive mișcându-se într-o direcție, cele negative

în opus. Vom arăta că numărul de tuburi care trec prin zona delimitată de lungimea unitară a secțiunii transversale a oricărei suprafețe echipotențiale, normalele și suprafața echipotențială consecutivă vor fi constante. Căci, deoarece forța magnetică este în unghi drept atât față de tuburile Faraday, cât și cu direcția în care acestea se mișcă, forța magnetică datorată acestei distribuții a tuburilor Faraday va fi în unghi drept față de suprafețele echipotențiale; si daca

Fig. 2.

N este numărul de tuburi de un semn între două suprafețe echipotențiale consecutive pe unitatea de lungime a secțiunii transversale a uneia dintre ele, ds lungimea unei porțiuni a unei astfel de secțiuni transversale, după distanța normală dintre două suprafețe echipotențiale consecutive Ω_1 și Ω_2, atunci în cilindrul a cărui bază este ds du numărul de tuburi Faraday de un semn va fi N ds (Ω_2 — Ωι); dar întrucât aceste tuburi sunt distribuite pe o suprafață dsdu, numărul de tuburi pe unitatea de suprafață a bazei cilindrului este N(Ω_2 — Qi)/du. Aceste tuburi se mișcă totuși cu aceeași viteză, astfel încât forța magnetică datorată lor va fi proporțională cu numărul pe unitate de suprafață a bazei cilindrului, adică cu N(Ω_2 — Ω^/du, astfel încât, deoarece forța magnetică datorată acestor tuburi este proporțională cu (Ω_2 — Ω^/du, N va fi constantă. Astfel forța magnetică datorată tuburilor care se mișcă în modul descris de noi coincide atât ca mărime, cât și direcție cu cea datorată magnetizării).

cilindru.

Vedem din Fig. 2 că direcțiile de mișcare ale acestor tuburi se schimbă brusc pe măsură ce intră în cilindrul magnetizat. Principiile prin care se poate calcula valoarea acestei îndoiri a direcției de mișcare a tuburilor sunt următoarele. Dacă h_1 și h_2 sunt densitățile tuburilor chiar în interiorul și în afara cilindrului, R_1, R_2 vitezele corespunzătoare ale acestor tuburi de-a lungul normalului cu cilindrul, atunci deoarece nu există nicio acumulare a tuburilor la suprafața cilindrului trebuie avea

J2R1h1   R2h2·

Dar deoarece R este viteza radială, Σ MRh este prin (8), art. 13, forța magnetică tangențială: deci ecuația precedentă exprimă continuitatea forței magnetice tangențiale pe măsură ce traversăm suprafața cilindrului.

Din nou, atunci când un tub Faraday traversează suprafața cilindrului, componenta tangențială a impulsului său nu se va schimba; dar prin ecuațiile (9) momentul tangențial al tubului este proporțional cu inducția magnetică normală, astfel încât continuitatea impulsului

tangențial este echivalentă cu cea a componentei normale a inducției magnetice. Am dedus astfel din această perspectivă a câmpului magnetic condiţiile la limită obişnuite (1) că componenta tangenţială a forţei magnetice este continuă şi (2) că componenta normală a inducţiei magnetice este continuă.

Căile pe care se deplasează tuburile coincid cu liniile de curgere produse prin deplasarea uniformă a cilindrului la dreapta

Fig. 3.

unghiuri față de direcția de magnetizare printr-un fluid incompresibil.

Inducerea curenților datorită modificărilor câmpului magnetic.

19.] Fie Fig. 3 să reprezinte o secțiune a cilindrului magnetizat și una dintre suprafețele sale echipotențiale, direcțiile forței magnetice rotunde.

20.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBI DE FORȚĂ FARADAY.

32

cilindrul fiind notat prin linii punctate. Vom numi acele tuburi Faraday care arată în sus din planul hârtiei pozitive, tuburile Faraday negative, desigur, îndreptate în jos. Tuburile pozitive și negative circulă în jurul suprafeței echipotențiale în direcțiile marcate în figură. Fie a și b secțiunile transversale ale firelor unui circuit, firele fiind în unghi drept cu planul hârtiei. Când câmpul magnetic este constant, nu se va produce curent în acest circuit, deoarece există tot atâtea tuburi pozitive cât și negative în orice punct al câmpului. Să presupunem acum că câmpul magnetic este distrus brusc; ne putem imagina că acest lucru se realizează prin plasarea de bariere peste suprafețele echipotențiale din cilindrul magnetizat, astfel încât să oprească circulația tuburilor Faraday. Inerția acestor tuburi le va continua pentru o scurtă perioadă de timp în direcția în care se mișcau atunci când bariera a fost interpusă, prin urmare tuburile pozitive se vor epuiza pe partea dreaptă a suprafețelor echipotențiale și se vor acumula pe partea stângă. partea de mână, în timp ce tuburile negative vor părăsi partea stângă și se vor acumula pe partea dreaptă. Egalitatea care exista înainte între tuburile pozitive și negative va fi acum distrusă: va exista un exces de tuburi pozitive în vecinătatea conductorului a și un exces de tuburi negative în jurul b. Prin urmare, va fi pornit un curent în circuitul care merge de la a la b deasupra planului hârtiei și de la b la a sub acesta. Vedem în acest fel cum inerția tuburilor Faraday explică curenții induși care decurg din variațiile intensității câmpului magnetic.

Inducție datorită mișcării circuitului.

20.] Putem explica în mod similar curenții induși atunci când un conductor este deplasat într-un câmp magnetic. Să presupunem că avem un conductor drept care se mișcă în fluxurile de tuburi Faraday care constituie un astfel de câmp, tuburile Faraday fiind paralele între ele și cu conductorul: să fie deplasat conductorul în sens opus celui în care sunt tuburile pozitive. in miscare. Această mișcare a

conductorului va tinde să oprească tuburile pozitive din el și chiar în fața acestuia; inerția tuburilor mai îndepărtate le va face să se deplaseze în continuare spre conductor, și astfel densitatea tuburilor din față (adică cele care intră în conductor) va crește, în timp ce densitatea tuburilor în spate (adică cele care părăsesc conductorul) se va diminua; numărul de tuburi pozitive din

conductorul va fi astfel mai mare decât numărul care ar fi fost prezent dacă conductorul ar fi fost în repaus. Raționament similar va arăta că va exista o scădere a numărului de tuburi negative din conductor. Astfel, tuburile pozitive din conductor vor depăși acum numărul pe cele negative și, prin urmare, va exista un curent pozitiv. Mișcarea conductorului în direcția opusă celei în care se mișcă tuburile Faraday pozitive va fi astfel însoțită de producerea unui curent pozitiv. Acest curent este curentul de inducție obișnuit datorat mișcării unui conductor în câmpul magnetic.

Efectul introducerii fierului moale într-un câmp magnetic.

21.] Un alt sistem magnetic simplu pe care îl vom considera pe scurt este cel al unui cilindru infinit de fier moale, a cărui axă este luată drept cea a lui z, plasat în ceea ce era înainte de introducerea sa un câmp magnetic uniform paralel cu axa lui x. Înainte ca cilindrul să fie introdus în câmp, tuburile Faraday, despre care putem presupune că sunt paralele cu axa lui z, s-ar fi mutat toate paralel cu axa lui y; totuși, de îndată ce cilindrul este plasat în câmp, tuburile se vor învârti astfel încât să se evite pe cât posibil trecerea prin el, deoarece, deoarece impulsul tangenţial nu este modificat, viteza tangenţială a tuburilor trebuie să fie mai mică în interiorul cilindrului decât aceasta. este afară, ca

Fig. 4.

inerția efectivă a unui tub într-un mediu magnetic este mai mare decât într-unul nemagnetic (vezi art. 10). Liniile de curgere ale tuburilor Faraday vor fi astfel deviate de cilindru aproape în același mod în care un curent de electricitate care curge printr-un câmp conductor ar fi deviat prin introducerea în câmp a unui cilindru dintr-un conductor mai rău decât el. Tuburile Faraday se îndoaie departe de cilindru în modul prezentat

în Figura 4. Traseele tuburilor Faraday coincid însă cu suprafețele echipotențiale; aceste suprafețe se îndoaie, așadar, departe de cilindru, iar liniile de forță magnetică care sunt în unghi drept cu suprafața echipotențială se întorc în consecință către cilindru, așa cum este indicat în Fig. 4, în care liniile punctate reprezintă linii de forță magnetică.

Fig. 5.

Magneți permanenți.

22.] În interiorul magnetului, precum și în câmpul magnetic din jur există o forfecare a tuburilor pozitive dincolo de cele negative. Pe măsură ce se mișcă, magnetul poartă cu el acest sistem de tuburi în mișcare, astfel încât mișcarea tuburilor trebuie într-un fel să fie menținută printr-un mecanism conectat cu magnetul: acest mecanism exercită o acțiune asemănătoare unui ventilator, antrenând tuburile pozitive în într-o direcție, cele negative în invers. Acest efect ar fi produs dacă moleculele magnetului ar avea constituția descrisă mai jos și s-ar afla în rotație rapidă în jurul liniilor de forță magnetică. Fie ca molecula abc a unui magnet să fie formată din trei atomi a, b, c, Fig. 5. Fie ca un tub scurt să plece de la b și să se termine pe a, altul să înceapă de la b și să se termine pe c, atunci dacă molecula se rotește în direcția a săgeții, în jurul unei axe prin b perpendiculară pe planul hârtiei, deoarece două tuburi Faraday paralele se resping reciproc, rotația moleculei va pune în mișcare tuburile Faraday din eterul care înconjoară molecula, tuburile mergând de la stânga. la dreapta se vor deplasa în sus în planul hârtiei, în timp ce cei de la dreapta la stânga se vor deplasa în jos. Acest lucru va produce un câmp magnetic în care, deoarece forța magnetică este în unghi drept atât față de tuburile în mișcare, cât și cu direcția de mișcare, va fi în unghi drept față de planul hârtiei și în sus; astfel forța magnetică este paralelă cu axa de rotație a moleculei. Observăm că atomii din moleculă sunt de feluri diferite în raport cu numărul de tuburi incidente asupra lor; astfel b este sediul a două tuburi, a și c ale

câte unul; în limbajul chimic acest lucru ar fi exprimat spunând că valența atomului b este de două ori mai mare decât a a sau a c.

Această ilustrație are doar scopul de a atrage atenția asupra necesității ca un mecanism să fie conectat cu un magnet permanent pentru a menține mișcarea tuburilor Faraday în câmp și să sublinieze că mișcarea tuburilor moleculare este capabilă să furnizeze un astfel de mecanism. .

Curent constant care curge de-a lungul unui fir drept.

23.] Vom trece acum la exprimarea în termeni ai tuburilor Faraday a fenomenelor produse de un curent constant care curge de-a lungul unui fir vertical drept infinit. Vom presupune că circumstanțele sunt de așa natură încât nu există electricitate liberă pe suprafața firului, astfel încât tuburile Faraday din vecinătatea lui sunt paralele cu lungimea sa. Dacă luăm direcția curentului drept direcție pozitivă, tuburile pozitive paralele cu firul se vor deplasa radial pentru a menține curentul, iar acest flux radial spre interior al tuburilor pozitive va fi însoțit de un flux radial spre exterior al tuburilor negative. , un tub pozitiv la intrarea în sârmă deplasând un tub negativ care se mișcă spre exterior din sârmă. Această forfecare a tuburilor pozitive și negative unul pe lângă celălalt va da naștere la

o forță magnetică care va fi în unghi drept atât cu direcția tuburilor, cât și cu direcția în care se mișcă; astfel forța magnetică este tangențială la un cerc al cărui plan este orizontal și al cărui centru se află pe axa firului. Când tuburile pozitive intră în sârmă, ele se micșorează la dimensiuni moleculare în modul descris în art. 31. La o distanță r de axa firului să fie N numărul de tuburi pozitive care trec prin unitate de suprafață a unui plan în unghi drept cu firul, v viteza acestor tuburi spre interior, fie N0 numărul de tuburi negative pe unitate de suprafață în același punct, v0 viteza lor spre exterior. Suma algebrică a numărului de tuburi care traversează cercul a cărui rază este r și al căror centru este pe axa firului este astfel

$(vN + v_0N_0)\, 2\sim r.$

Când câmpul este constant, valoarea acestei expresii trebuie să fie aceeași la toate distanțele de fir, deoarece trebuie să curgă în orice regiune tot atâtea tuburi câte curge din ea. Prin urmare, atunci când câmpul este constant, această expresie trebuie să fie egală cu suma algebrică a numărului de tuburi pozitive care intră în

fir în unitate de timp; acest număr este totuși egal cu i, curentul prin fir; deci avem

$(vN + v'N')\, 2\sim r = i.$

Dar prin ecuații (4)

$vN + v'N' =$

4π

unde y este forța magnetică la o distanță r de axă. Înlocuind această valoare pentru vN + v'N', obținem

$2i\ y = — ;$

r

expresia obișnuită pentru forța magnetică din afara firului produsă de un curent drept.

Când câmpul este constant, vor exista tot atâtea tuburi pozitive cât și negative în fiecare unitate de suprafață și, prin urmare, nicio intensitate electromotoare; daca totusi intensitatea curentului se modifica, aceasta nu va mai tine. Pentru a lua un caz extrem, să presupunem că circuitul este rupt brusc, atunci inerția tuburilor pozitive le va face să continue să se miște spre interior; și întrucât, pe măsură ce circuitul este întrerupt, ei nu se mai pot micșora la dimensiuni moleculare când intră în el, tuburile pozitive se vor acumula în regiunea din jurul firului: inerția tuburilor negative le duce în afara acestei regiuni, astfel încât acum vor exista să fie o preponderență a tuburilor pozitive în câmpul din jurul firului. Dacă

orice conductor se află în acest câmp, aceste tuburi pozitive vor da naștere la un curent pozitiv, care este curentul indus „direct” care apare la întreruperea circuitului. Când câmpul era constant, nu se producea curent în acest circuit secundar, deoarece în vecinătatea lui erau atât de multe tuburi pozitive cât și negative.

Tuburile Faraday au un impuls la care renunță atunci când intră în fir. Dacă luăm în considerare un singur fir unde totul este simetric, firul este bombardat de aceste tuburi pe toate părțile, astfel încât să nu existe tendința de a-l face să se miște într-o direcție definită. Să presupunem, totuși, că avem două fire paralele care transportă curenți în aceeași direcție, fie a și b desemnând secțiunile transversale ale acestor fire, b fiind la dreapta lui a. Apoi unele dintre tuburile care, dacă b ar fi absent, ar trece în a din regiunea din dreapta, atunci când b este prezent, vor fi absorbite de acesta și astfel împiedicate să intre în a. Alimentarea cu tuburi pozitive la a nu va mai fi astfel simetrică; mai multe vor veni acum într-o din regiune

din stânga ei decât din cea din dreapta ei; prin urmare, deoarece fiecare dintre tuburi are impuls, mai mult impuls va veni la A de la stânga decât de la dreapta; astfel a va fi împins de la stânga la dreapta sau spre b. Va exista astfel o atracție între curenții paraleli.

24.] Se va observa că tuburile din cazul precedent se deplasează radial spre fir, astfel încât energia care este transformată în căldură în circuit vine din dielectric lateral în fir și nu este transmisă longitudinal de-a lungul acestuia. Acest lucru a fost subliniat pentru prima dată de Poynting în lucrarea sa despre Transferul de energie în câmpul electromagnetic (Phil. Trans. 1884, Part. II. p. 343).

Când totuși curentul în loc de a fi constant este alternativ foarte rapid, mișcarea tuburilor în dielectric este în principal longitudinală și nu transversală. Vom arăta în capitolul IV că dacă p este frecvența curentului, σ rezistența specifică a firului, a raza acestuia și μ permeabilitatea sa magnetică, atunci când $4\pi\mu\rho\alpha^2/\sigma$ este o cantitate mare, intensitatea electromotoare în afara firul este normal cu firul și, prin urmare, radial. Astfel, în acest caz, tuburile Faraday vor fi radiale și se vor mișca în unghi drept față de ei înșiși paralel cu firul. Există astfel un contrast mare între acest caz și cel precedent în care tuburile sunt longitudinale și se mișcă radial, în timp ce în acesta tuburile sunt radiale și se deplasează longitudinal.

Descărcarea unui borcan de Leyden.

25.] Vom continua acum să luăm în considerare distribuția și mișcarea tuburilor Faraday în timpul descărcării unui borcan Leyden. Vom lua cazul simetric în care învelișurile exterioare ale două borcane Leyden a și b (Fig. 6) sunt conectate printr-un fir, în timp ce învelișul interior al lui A este conectat la un terminal al unei mașini electrice, stratul interior al lui b. la

Fig. 6.

celălalt. Când mașina electrică este în acțiune, diferența de potențial dintre acoperirile interioare ale borcanelor crește până când trece o scânteie.

Fig. 7.   Fig. 8.

între terminalele mașinii și se pornesc oscilații electrice în borcane.

Chiar înainte de trecerea scânteii, tuburile Faraday vor fi aranjate oarecum după cum urmează. Unele tuburi se vor întinde de la un terminal al mașinii electrice la celălalt, altele vor merge de la aceste terminale la conductoarele învecinate, cum ar fi masa pe care este așezată mașina, podelele și pereții încăperii. Marea majoritate a tuburilor vor fi totuși tuburi scurte care trec prin sticlă de la un strat la celălalt al borcanelor a și b.

Să luăm în considerare comportamentul a două dintre aceste tuburi, unul de la a, celălalt

Fig. 10.

Fig. 9.

Fig. 11.   Fig. 12.

de la b, când o scânteie trece între terminalele mașinii: în timp ce scânteia trece, aceste terminale pot fi considerate a fi conectate printr-un conductor. Tuburile care înainte ca scânteia să treacă s-au întins de la un terminal la celălalt al mașinii, de îndată ce spațiul de aer se descompune, se vor micșora la dimensiuni moleculare; iar din moment ce respingerea pe care aceste tuburi o exercitau asupra celor din jurul lor este ștearsă, acestea din urmă se înghesuie în spațiul dintre terminale. Tuburile scurte care, înainte ca scânteia să treacă, au trecut de la o acoperire la alta a unui borcan, vor ocupa acum niște astfel de poziții precum cele prezentate în Fig. 7. Aceste tuburi fiind de feluri opuse tind să ruleze împreună, se apropie unul de celălalt până când se întâlnesc ca în fig. 8, tuburile se rup acum ca în fig. 9, porțiunea superioară intră în eclatorul unde se contractă, în timp ce porțiunea inferioară merge spre firul care leagă învelișurile exterioare ale borcanelor, fig. 10 Dacă acest fir este un bun conductor, tuburile la joncțiunea lor cu firul vor fi în unghi drept față de acesta, iar un tub se va mișca oarecum ca în Fig. 11. Inerția tubului va duce cele două părți una pe lângă cealaltă, până când tuburile sunt dispuse ca în Fig. 12. Tubul cu capetele pe fir se va deplasa înapoi și se va apropia de tubul pozitiv care a fost emis din întrefier atunci când tubul negativ (Fig. 9) a intrat în el. Tuburile

trec apoi prin procesele ilustrate în Fig. 9, 8, 7 în ordine inversă, iar borcanele se încarcă din nou, dar cu energie electrică de semn opus celei cu care au început. După un timp, toate tuburile Faraday originale vor fi înlocuite cu altele de semn opus, iar sarcinile de pe borcane vor fi egale și opuse încărcărilor originale. Noua taxă va continua apoi să fie inversată prin procese similare cu cele prin care a fost taxa inițială

Fig. 13

inversată și, astfel, sarcinile de pe borcan vor oscila de la pozitiv la negativ și înapoi.

26.] Când un circuit conductor este plasat lângă firul care conectează învelișurile exterioare ale borcanelor, tuburile Faraday se vor lovi de circuit în drumul lor către și dinspre fir. Trecerea acestor tuburi prin circuit va produce, deoarece există un exces de tuburi cu un singur nume, un curent în acest circuit, care este curentul obișnuit în secundar datorită variației intensității curentului în circuitul primar. .

Unele dintre tuburi, în timp ce se repetă de la borcan la firul care conectează acoperirile exterioare ale borcanului, lovesc circuitul secundar, se rup în două părți, așa cum se arată în Fig. 13, capetele acestor părți merg de-a lungul acestui circuit până când se reîntâlnesc, când tubul se reunește și se stinge ca un singur tub. Trecerea tubului prin circuitul secundar este astfel echivalent cu un curent în sensul de rotație al acelui ceasului; acesta este opus celui al curentului din firul care conectează învelișurile exterioare ale borcanelor. Circuitul prin ruperea tuburilor care cad pe el le împiedică să se deplaseze prin interiorul său, cu alte cuvinte, tinde să mențină constant numărul de linii de inducție magnetică care trec prin circuit; această tendinţă dă regula obişnuită pentru găsirea direcţiei

a curentului indus. Introducerea forței magnetice în scopul reținerii curenților într-un circuit induși de modificări ale curenților dintr-un alt circuit pare totuși oarecum artificială.

Teoria electromagnetică a luminii.

27.] Cu ajutorul tuburilor Faraday ne putem forma o imagine mentală a proceselor care însoțesc, în Teoria Electromagnetică, propagarea luminii. Să luăm în considerare în primul rând propagarea neîntreruptă a unei unde plane emise de la o sursă plană. Fie z direcția de propagare și unda una de lumină polarizată plană, planul de polarizare

fiind cel al lui yz. Atunci putem presupune că un mănunchi de tuburi Faraday paralele cu x sunt emise de la sursa plană și că fie acestea, fie alte tuburi paralele puse în mișcare de ele, se deplasează în unghi drept față de ei înșiși și paralel cu axa lui z cu viteza luminii. Prin principiile pe care le-am considerat, aceste tuburi produc în regiunea prin care trec o forță magnetică a cărei direcție este în unghi drept atât cu direcția tuburilor, cât și cu cea în care se mișcă, forța magnetică este astfel paralelă. la axa lui y . Mărimea forței magnetice este prin ecuațiile (4) egală cu $4\pi\nu$ ori polarizarea, unde v este viteza luminii și, deoarece intensitatea electromotoare este $4\pi/K$, sau, dacă mediul este nemagnetic, de $4\pi\nu 2$ ori mai mare decât polarizare, vedem că intensitatea electromotoare este egală cu v ori forța magnetică. Dacă nu există reflexie, intensitatea electromotoare și forța magnetică se deplasează cu o viteză uniformă v spre exterior din planul de perturbare și poartă întotdeauna un raport constant unul față de celălalt. Presupunând că numărul de tuburi care ies din sursa plană pe unitatea de timp variază armonic, ajungem la concepția unei undă divergentă ca o serie de tuburi Faraday care călătoresc spre exterior cu viteza luminii. În acest caz locurile de intensitate electromotoare maximă, zero și minimă vor corespunde, respectiv, locurilor de forță magnetică maximă, zero și minimă.

Cazul este diferit, totuși, atunci când lumina este reflectată de o suprafață metalică. Vom presupune acest plan de suprafață și în unghi drept față de axa lui z . În acest caz, deoarece intensitatea electromotoare tangenţială la suprafaţa metalo-lică dispare, atunci când un mănunchi de tuburi pozitive intră pe suprafaţa reflectantă, din aceasta sunt emise un număr egal de tuburi negative; acestea se deplasează înapoi spre sursa de lumină, mișcându-se în direcția opusă

tuburile pozitive. Dacă avem o emisie de armonie a tuburilor de la sursa de lumină, vom avea evident și o emisie de armonie a tuburilor de pe suprafața reflectantă. Astfel, în diferitele locuri din calea luminii, putem avea tuburi pozitive care se mișcă înapoi sau înainte, însoțite de tuburi negative care se mișcă în ambele direcții. Efectele magnetice ale tuburilor pozitive care se deplasează înainte sunt aceleași cu cele ale tuburilor negative care se deplasează înapoi. Astfel, atunci când avem tuburi de semne opuse care se mișcă în direcții opuse, efectele lor magnetice conspiră în timp ce efectele lor electromotoare sunt în conflict; astfel incat atunci cand, ca si in cazul reflexiei, avem fluxuri de tuburi care se misca in directii opuse forta magnetica nu va mai fi proportionala cu intensitatea electromotoare . De fapt, locurile în care forța magnetică este cea mai mare vor fi locuri în care intensitatea electromotoare dispare, pentru că un astfel de loc va fi evident unul în care avem densitatea maximă a tuburilor pozitive care se mișcă într-o direcție însoțită de densitatea maximă a tuburilor negative care se deplasează în dimpotrivă, și deoarece în acest caz există tot atâtea tuburi pozitive cât și negative, intensitatea electromotoare va dispărea. În mod similar, putem vedea că locurile în care intensitatea electromotoare este maximă vor fi locuri în care forța magnetică dispare.

Această viziune asupra teoriei electromagnetice a luminii are unele dintre caracteristicile teoriei emisiei newtoniene; nu este, totuși, deschisă obiecțiilor la care a fost pasibilă acea teorie, întrucât lucrurile emise sunt tuburi Faraday, având poziții dehnite în unghi drept față de direcția de propagare a luminii. Cu o astfel de structură lumina poate fi polarizată, în timp ce acest lucru nu s-ar putea întâmpla dacă lucrurile emise ar fi particule mici simetrice, ca în teoria Newtoniană.

28.] Înainte de a trece la interpretarea producerii unui curent de către o celulă galvanică în termeni de tuburi Faraday este necesar să luăm în considerare puțin mai în detaliu procesul prin care aceste tuburi se contractă atunci când intră într-un conductor.

29.] Când un tub Faraday nu este închis, capetele sale sunt locuri unde există electricitate și, prin urmare, sunt întotdeauna situate pe materie. Acum, legile electrolizei arată că numărul de tuburi Faraday care pot cădea pe un atom este limitat; astfel, doar unul poate cădea pe un atom al unui element monad, doi pe cel al unei diade și așa mai departe. Atomii din molecula unui compus care este saturat chimic sunt deja legați printr-un număr adecvat de tuburi, astfel încât să nu mai poată cădea pe astfel de atomi. Așa mai departe

această vedere, capetele unui tub de lungime finită sunt pe atomi liberi, distinct de molecule, atomii din moleculă fiind legați prin tuburi scurte ale căror lungimi sunt de ordinul distanțelor moleculare. Astfel, din această perspectivă, existența electricității libere, fie pe un metal, un electrolit sau un gaz, necesită întotdeauna existența atomilor liberi. Producția de electrificaron trebuie să fie însoțită de disociere chimică, dispariția electrificării prin combinație chimică; pe scurt, din această perspectivă, schimbările în electrificare sunt întotdeauna însoțite de modificări chimice. S-a crezut mult timp că aceasta este o particularitate legată de trecerea electricității prin electroliți, dar există dovezi puternice care arată că este adevărat și atunci când electricitatea trece prin gaze. Motivele acestei concluzii vor fi date în cap. II, va fi suficient să menționăm aici unul sau două dintre cele mai izbitoare cazuri, ale căror detalii vor fi găsite în acel capitol.

Perrot a descoperit că atunci când descărcarea electrică trecea prin abur, oxigenul s-a desprins în exces la electrodul pozitiv și hidrogen la electrodul negativ și că excesele de oxigen la electrodul pozitiv și de hidrogen la electrodul negativ erau aceleași cu cantitățile acestora. gaze eliberate într-un voltametru de apă plasat în serie cu evacuarea prin abur. Grove a descoperit că atunci când descărcarea trecea între un punct și o placă de argint printr-un amestec de hidrogen și oxigen, placa era oxidată când era electrodul pozitiv, nu când era negativul. Dacă placa a fost oxidată de la început, a fost redusă de hidrogen atunci când era electrodul negativ, nu când era pozitiv. Acestea și celelalte rezultate menționate în cap. II par să indice în mod inconfundabil concluzia că trecerea energiei electrice prin gaze este în mod necesar însoțită de descompunere chimică.

30.] Deși nu este atât de directă dovada conform căreia este valabil același lucru atunci când electricitatea trece prin metale, trebuie avut în vedere că aici, din natura cauzei, o astfel de probă este mult mai dificil de obținut; există, totuși, motive pentru a crede că trecerea energiei electrice prin metale se realizează prin aceleași mijloace ca prin gaze sau electroliți. Vom reveni la art. 34 la aceste motive după ce am luat în considerare comportamentul tuburilor Faraday atunci când electricitatea trece printr-un electrolit, lichid sau gazos.

31.] Pentru a ne fixa ideile, să luăm cazul unui condensator care se descarcă prin gazul dintre plăcile sale. Să considerăm un tub Faraday care înainte de descărcare s-a întins dintr-un atom O (Fig. 14) pe placa pozitivă

Fig. 14

Fig. 15

la un alt atom p pe cel negativ. Moleculele ab, cd, ef ale gazului intervenit vor fi polarizate prin inducție, iar tuburile Faraday care leagă atomii din aceste molecule vor îndrepta în direcția opusă tubului lung op. Tubul din molecula ab se va lungi și se va îndoi spre tubul op (care ar trebui să treacă aproape de ab) deoarece acestea sunt de semne opuse, până când, când câmpul este suficient de puternic, tubul din molecula ab ajunge în tubul lung. op ca în Fig. 15. Tubul lung se rupe apoi în două tuburi oa și bp ca în Fig. 16, iar tubul oa se scurtează la dimensiuni moleculare. Rezultatul acestor operații este că tubul op s-a contractat cu tubul bp, iar atomii O și A au format o moleculă. Procesul este apoi continuat, până când tubul op s-a contractat într-un tub de dimensiuni moleculare la p. Explicația de mai sus are doar scopul de a reprezenta natura generală a proceselor prin care

Fig. 16

tuburile Faraday se scurtează; trebuie sa o modificam putin pentru a explica viteza foarte mare a descarcarii de-a lungul coloanei pozitive (vezi Cap. II, Art. 108). Dacă tuburile s-ar scurta în modul precedent, vedem că viteza capetelor tubului ar fi doar comparabilă cu viteza de translație a moleculelor de gaz, dar experimentele la care se face referire mai sus arată că este enorm mai mare decât aceasta. . O foarte

o ușoară modificare a procesului de mai sus va, totuși, păstrând aceleași caracteristicile esențiale ale descărcării, va da o viteză mult mai mare de descărcare. În loc să presupunem că tubul op sare de la o moleculă la alta, putem presupune că, sub inducerea în câmp, mai multe dintre molecule, să spunem ab, cd, ef, formează un lanț și că

tuburile din aceste molecule. în loc să fie afectate succesiv de tubul lung și unul de celălalt sunt afectate simultan, astfel încât tubul op în loc să sară doar de la o moleculă la alta, se mișcă ca în Fig. 17 de la un capăt al lanțului ab, cd, ef. la celălalt. În acest caz, tubul lung s-ar scurta cu lungimea lanțului în același timp ca în ipoteza anterioară, s-a scurtat cu distanța dintre două molecule, astfel încât în această vedere viteza de descărcare ar fi mai mare decât cea din imaginea anterioară. în proporția dintre lungimea unui lanț și distanța dintre două molecule. Vom vedea în cap. II că există dovezi considerabile că în câmpul electric se formează lanțuri de molecule având o structură mult mai complexă decât cea a moleculelor recunoscute în teoria cinetică obișnuită a gazelor.

Fig. 17

32.] Putem exprima cu ușurință rezistența unui conductor în ceea ce privește timpul necesar tuburilor Faraday pentru a dispărea (adică pentru a se contracta la dimensiunile moleculare). Să luăm, de dragul clarității, cazul unui fir conductor, de-a lungul căruia E este intensitatea electromotoare în orice punct, în timp ce K este

capacitatea inductivă specifică a materialului din care este realizat firul. Atunci numărul de tuburi Faraday care trec prin suprafața unitară a secțiunii transversale a firului este egal cu

KE.

4-

Fie T durata medie de viață a unui tub în conductor, apoi numărul de tuburi care dispar din unitatea de suprafață în unitate de timp este KE/4-T; și deoarece curentul c pe suprafața unității este egal cu numărul de tuburi care dispar din unitatea de suprafață în unitatea de timp, avem

KE

C = 4ËT'

Dacă σ este rezistența specifică a conductorului măsurată în unități electromagnetice

E = σ^

deci 1-7' σ = K ;

sau T,. 4-

Prin urmare, T are aceeași valoare ca și cantitatea indicată de același simbol în Electricitatea și Magnetismul lui Maxwell (Art. 325). Se numește adesea timpul de relaxare a mediumului.

Dacă {Kg este valoarea lui K în unități electrostatice,

atunci deoarece {K g = —K— { g 9 x 1020 '
avem T _ {Kgσ 1 - 9 x 1020 '

Valorile aproximative ale T/{Kg pentru câteva substanțe sunt date în următorul tabel:

	T/{K g
Argint.........................	1,5 x IO”19
Plumb..........................	1,8 x 10“18
Mercur........................	8,7 x 10_18
Apă cu 8,3 % H2SO 4	3,1 x 10_13
Sticlă la 200° C...............	2 x 10“6

Deoarece valorile fKg nu au fost determinate pentru substanțele care conduc atât de bine ca cele din lista precedentă, nu putem determina valoarea lui T. Cohn și Arons au descoperit totuși că capacitatea inductivă specifică a apei distilate este de aproximativ 76. Cohn și Arons (Wied. Ann. 33, p. 13, 1888) și Cohn (Beri. Ber. p. 1037, 1891) au descoperit că capacitatea inductivă specifică a unei soluții slabe diferă foarte puțin de cea a solventului, deși diferența de rezistență specifică este foarte mare. Dacă presupunem că K pentru apă amestecată cu acid sulfuric este același cu K pentru apă, ar trebui să găsim T pentru acest electrolit aproximativ 2 x 10"11, care este de aproximativ zece mii de ori mai lung decât timpul de vibrație al sodiului. ușoară; prin urmare, acest electrolit atunci când este expus la vibrații electrice din această perioadă se va comporta ca și cum T ar fi inhnit sau ca și cum ar fi un izolator și astfel va fi transparent la vibrațiile electrice la fel de rapide ca cele ale luminii. Vedem de asemenea că dacă fKg pentru metale ar fi la fel de mare ca fKg pentru apa distilată, valorile lui T pentru aceste substanțe nu ar depăși cu mult timpul de vibrații al razelor din spectrul vizibil: acest rezultat explică observația lui Maxwell, că opacitatea de hlms metalici subțiri este mult mai mică decât valoarea calculată pe teoria electromagnetică, în ipoteza că conductivitatea metalelor pentru curenții alternativi foarte rapid care constituie lumina este la fel de mare ca și pentru curenții continui.

Galvanic Celi.

33.] Producerea unui curent de către o celulă este procesul invers față de descompunerea unui electrolit de către un curent; în ultimul caz, procesele chimice fac ca un tub Faraday lung să se micșoreze la dimensiuni moleculare, în primul produc un tub lung din tuburi moleculare scurte. Fie a și b (Fig. 18) două plăci metalice scufundate într-un acid care se combină chimic cu a. Fie a un atom pozitiv din placa a conectat printr-un tub Faraday cu un atom negativ b, atunci dacă a intră în combinație chimică cu o moleculă cd a acidului, după

combinația a și c va fi conectată printr-un tub Faraday, ca şi b şi d: se va vedea din a doua linie din hgură că lungimea tubului bd a fost mărită prin acţiunea chimică. Dacă acum d intră în combinație cu o altă moleculă ef, rezultatul acesteia va fi și mai mult creșterea lungimii tubului, iar această lungime va crește pe măsură ce combinația chimică

Fig. 18

progresează prin acid. În acest fel se produce un tub lung, pornind de la metalul la care are loc schimbarea chimică. Acest tub se va repezi spre firul care conectează plăcile, acolo se va micșora la dimensiuni moleculare și va produce un curent prin fir.

34.] Legătura dintre conducția electrică și schimbarea chimică este mult mai evidentă în cazul electroliților și gazelor lichide decât în cazul metalelor. Cu toate acestea, nu pare să existe o diferență suficientă între legile conducerii prin metale și electroliți pentru a face necesară căutarea unei explicații complet diferite pentru metale.

conducerea. Principalele puncte în care conducția metalică diferă de cea electrolitică sunt:

1. Ușurința mult mai mare cu care electricitatea trece prin metale decât prin electroliți.

2. Diferența efectelor schimbărilor de temperatură asupra conductivității în cele două cazuri. O creștere a temperaturii, în general, scade conductivitatea unui metal, în timp ce o crește pe cea a unui electrolit.

3. Apariția produselor de descompunere chimică la electrozi atunci când electricitatea trece printr-un electrolit și existența polarizării, în timp ce niciunul dintre aceste efecte nu a fost observat în conducția metalică.

În ceea ce privește prima dintre aceste diferențe, putem observa că, deși conductivitățile celor mai bune metale conducătoare sunt enorm mai mari decât cele ale electroliților, nu pare să existe nicio modificare bruscă a valorilor conductivităților atunci când trecem de la cazurile în care conducția este vădit electrolitică, ca în plumbul topit sau clorurile de sodiu, până la cazurile în care nu este recunoscută ca fiind de această natură, ca în teluriu sau carbon. Următorul tabel, care conține conductivitățile relative ale câtorva substanțe tipice, este suficient pentru a arăta acest lucru:

Argint	63.
Mercur	1.

Gaz Carbon 1 x 10-2
Telur 4 x 10“4

Clorura de plumb topit 2 x 10 4.

Clorura de sodiu topita 8,6 x 10 5.

În ceea ce privește a doua diferență între conducția metalică și cea electrolitică, adică. efectul temperaturii asupra conductivității, deși este adevărat că în cele mai multe cazuri efectul creșterii temperaturii este de a diminua conductivitatea într-un caz și de a o crește în celălalt, aceasta este o regulă care nu este deloc fără excepții. Există cazuri în care, deși conducția nu este recunoscută ca fiind electrolitică, conductivitatea crește pe măsură ce temperatura crește. Carbonul este un exemplu izbitor în acest sens, iar Feussner* a pregătit în ultimul timp aliaje de mangan, cupru și nichel ale căror conductivități arată aceeași particularitate. Pe de altă parte, Sack (Wied. Ann. 43, p. 212, 1891) a arătat în ultimul timp că peste 95° C,

Zeitschrift f. Instrumentenkunde, 9, p. 233, 1889.

conductivitate de .5 la sută. soluția de sulfat de cupru scade pe măsură ce temperatura crește și, în acest sens, seamănă cu conductivitatea metalelor. Aceste excepții sunt suficiente pentru a arăta că creșterea conductivității cu temperatura nu este un test suficient pentru a separa conducția electrolitică de cea metalică.

În ceea ce privește al treilea și cel mai important punct - apariția produselor de descompunere chimică la electrozi - este evident că nu ne-am putea aștepta să obținem vreo dovadă în acest sens în cazul metalelor elementare. Cazul aliajelor pare mai plin de speranță. Cu toate acestea, Roberts-Austen, care a examinat mai multe aliaje prin care trecuse un curent electric puternic, nu a putut detecta nicio diferență în compoziția aliajului din jurul celor doi electrozi. Acest rezultat nu pare totuși concludent împotriva conducției electrolitice, deoarece unele aliaje sunt puțin mai mult decât amestecuri, în timp ce altele se comportă ca și cum ar fi soluții ale unui metal în altul. În niciunul dintre aceste cazuri nu ne-am putea aștepta să găsim vreo separare a constituenților produsă de trecerea curentului; ne puteam aștepta să găsim acest efect numai atunci când legătura dintre constituenți era de așa natură încât întregul aliaj putea fi privit ca un compus chimic, în molecula căruia un metal putea fi considerat pozitiv, celălalt ca negativ. element. Aliajele investigate de Roberts-Austen nu par să fi fost de acest caracter.

Un aspect important în care metalul seamănă cu conducția electrolitică este modul în care electroliții și metalele se comportă la vibrațiile electrice care constituie lumina: un electrolit, deși este un conductor pentru curenți continui, se comportă ca un izolator la curenții electrici luminoși care se alternează rapid, și, după cum arată experimentele lui Maxwell privind transparența filmelor lor metalice,

metalele arată un efect analog, deoarece rezistența lor la vibrațiile luminii este enorm mai mare decât rezistența lor la curenții constante.

Teoria tuburilor Faraday pe care am luat-o în considerare este, în măsura în care am considerat-o, mai degrabă geometrică decât dinamică; nu am încercat nicio teorie a constituției acestor tuburi, deși analogiile care există între proprietățile lor și cele ale tuburilor cu mișcare vortex sugerează irezistibil că ar trebui să ne uităm la o mișcare de rotație în eter pentru explicația lor.

Cu toate acestea, luând aceste tuburi de la sine înțeles, ele oferă, cred, un mijloc convenabil de a obține o imagine vie a proceselor care au loc în

34.] DEPLACERE ELECTRICĂ ȘI TUBURI DE FORȚĂ FARADAY. 51 câmp electromagnetic și sunt adecvate în special pentru exprimarea relațiilor care există între schimbarea chimică și acțiunea electrică.

CAPITOLUL II.

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

35.] Importanța pe care Maxwell a acordat-o studiului fenomenelor care însoțesc trecerea electricității prin gaze, precum și faptul că nu există în manualele engleze un rezumat al literaturii foarte extinse pe acest subiect, mă conduc la Gândiți-vă că o scurtă prezentare a cercetărilor recente privind acest tip de descărcări electrice poate să nu fie deplasată în acest volum.

Molecula unui gaz poate fi încărcată cu electricitate?

36.] Întrebarea fundamentală dacă un corp, dacă este încărcat la un potențial scăzut și înconjurat de aer fără praf la o temperatură scăzută, își va pierde din încărcătură, iar cea foarte strâns legată este dacă este posibil să se comunice un încărcarea energiei electrice la aer în această stare, au cauzat divergențe considerabile de opinii în rândul fizicienilor.

Coulomb (Mémoires de l'Académie des Sciences, 1785, p. 612), care a investigat pierderea de electricitate dintr-un corp încărcat suspendat de șiruri izolatoare, a considerat că, după ce a permis scurgerea de-a lungul suporturilor, a existat un echilibru peste, pe care a explicat-o printr-o descărcare convectivă prin aer; el a presupus că particulele de aer atunci când au intrat în contact cu un corp încărcat au primit o sarcină de electricitate de același semn cu cea de pe corp și că apoi au fost respinse de aceasta. Din acest punct de vedere, moleculele de aer, la fel ca micile bucăți de metal, pot fi încărcate cu electricitate.

Această teorie a pierderii de electricitate din corpurile încărcate nu a fost totuși confirmată de experimentele ulterioare, precum Warburg (Pogg. Ann. 145, p. 578, 1872) și Nahrwold (Wied. Ann. 31, p. 448, 1887).) au demonstrat că pierderea poate fi explicată prin prezența prafului în aerul care înconjoară corpurile; și că este vorba despre particulele de praf care lovesc

corpurile care își transportă electricitatea, și nu moleculele de aer.

Acest praf poate fi fie prezent în aer inițial, fie poate consta din particule de metal emise de conductorii încărcați înșiși, pentru că, așa cum au arătat Lenard și Wolf (Wied. Ann. 37, p. 443, 1889), metalele. fie liber de electrificare, fie încărcat cu electricitate negativă, degajă praf metalic atunci când este expus la lumina ultravioletă. Când metalele sunt electrizate pozitiv, nu pare să se degajeze praf.

Experimentele fizicienilor menționați mai sus indică concluzia că moleculele unui gaz la temperaturi obișnuite nu pot primi o sarcină de electricitate.

Acest punct de vedere primește un sprijin puternic din rezultatele experimentelor lui Blake (Wied. Ann. 19, p. 518, 1883), care au fost confirmate de Sohncke (Wied. Ann. 34, p. 925, 1888), care arată că nu numai nu există energie electrică produsă prin evaporarea unui lichid neelectrificat, dar că vaporii care provin dintr-un lichid electrificat nu sunt electrizați. Dacă moleculele unui vapor ar fi capabile să primească o sarcină de electricitate în orice circumstanță, ar trebui să ne așteptăm să facă acest lucru în acest caz. Acest experiment este un exemplu izbitor al modului în care cercetările importante pot fi trecute cu vederea, deoarece, după cum urmează extrasul din Istoria electricității a lui Priestley, p. 204, arată că experimentul lui Blake a fost făcut și același rezultat a fost obținut în urmă cu mai bine de o sută de ani. 'Domnul. Kinnersley din Philadelphia, într-o scrisoare din martie 1761, îl informează pe prietenul și corespondentul său Dr. Franklin, aflat pe atunci în Anglia, că nu putea electrifica nimic prin intermediul aburului din apa clocotită electrificată; de unde a concluzionat că, spre deosebire de ceea ce au presupus el însuși și prietenul său, aburul era atât de departe de a se ridica electrizat încât și-a lăsat în urmă partea sa de electricitate comună.

Nu pare să existe nicio dovadă că un corp electrificat își poate pierde orice sarcină prin radiație prin spațiu fără convecția electricității de către particulele încărcate.

Gaze fierbinți.

37.] Numai la temperaturi moderate un conductor încărcat la un potențial scăzut își păstrează sarcina atunci când este înconjurat de un gaz, pentru că Becquerel (Annales de Chimie et de Physique [3] 39, p. 355, 1853) a constatat că aerul la o căldură albă ar permite energiei electrice să treacă prin ea chiar dacă

37.]

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

diferența de potențială a fost de doar câțiva volți. Acest rezultat a fost confirmat de Blondlot (Comptes Rendus, 104, p. 283, 1887), care a descoperit că aerul la o căldură roșie aprinsă nu se poate izola sub diferențe de potențial de până la 1/1000 de volt. El a constatat, de asemenea, că conducerea prin gazul fierbinte nu respecta legea lui Ohm.

Din unele experimente ale mele (Phil. Mag. [5] 29, pp. 358, 441, 1890) am ajuns la concluzia că gazele fierbinți conduc electricitatea cu grade foarte diferite de facilitate. Gazele precum aerul, azotul sau hidrogenul care nu suferă nicio modificare chimică atunci când sunt încălzite conduc electricitatea doar într-o măsură foarte mică atunci când sunt fierbinți, iar în acest caz conducția, așa cum presupunea Blondlot, pare a fi convectivă. Cu toate acestea, gazele care se disociază la temperaturi ridicate, adică gaze precum iodul, gazul acid hidrodic etc., ale căror molecule se împart în atomi, conduc cu mult mai multă facilitate, iar conducerea nu prezintă această dependență de material din care sunt alcătuiți electrozii care se găsește atunci când electricitatea este transmisă prin convecție.

Au fost examinate un număr mare de gaze și, în fiecare caz în care gazul fierbinte poseda o conductivitate considerabilă, am putut detecta prin mijloace pur chimice că descompunerea chimică a fost produsă de căldură. În acest sens, este necesar să se facă distincția între două clase de disociere. Primul tip este atunci când molecula este împărțită în atomi, ca în iod, acid iohidric gazos, acid clorhidric gazos (când clorul, deși nu hidrogenul, rămâne parțial disociat) și așa mai departe. În toate cazurile când există o astfel de disociere, gazul este un bun conductor când este fierbinte. Al doilea fel de disociere constă în scindarea moleculelor de gaz în molecule mai simple, dar nu în atomi. Acest tip de disociere apare atunci când o moleculă de amoniac se împarte în molecule de azot și hidrogen sau când o moleculă de abur se împarte în molecule de hidrogen și oxigen. În acest caz, gazele conduc doar pe scara foarte inferioară a gazelor nedisociabile.

Prima dintre listele următoare conține acele gaze care conduc prost doar atunci când sunt încălzite, a doua cele care conduc comparativ bine: analiza chimică a arătat că toate gazele din a doua listă au fost descompuse atunci când erau suficient de fierbinți pentru a conduce electricitatea:

(1) Aer, azot, acid carbonic, abur, amoniac, gaz de acid sulfuric, gaz de acid azotic, sulf (în atmosferă de azot), hidrogen sulfurat (în atmosferă de azot).

(2) lodină, brom, clor, acid acid iodhidric gaz, acid bromhidric gaz, acid clorhidric gaz, lodură de potasiu, sal-amoniac, clorură de sodiu, clorură de potasiu.

Conductivitățile celor două clase de gaze diferă atât de mult, atât ca cantitate, cât și prin legile pe care le respectă, încât mecanismul prin care se efectuează descărcarea este probabil diferit în cele două cazuri.

Aceste experimente par să arate că atunci când electricitatea trece printr-un gaz altfel decât prin convecție, trebuie să fie prezenți atomi liberi sau ceva echivalent chimic cu ei. Trebuie observat că din această perspectivă moleculele chiar și ale unui gaz fierbinte nu se încarcă, atomii și nu moleculele sunt cei care sunt esențiali în transportul descărcării.

De asemenea, am examinat conductivitățile mai multor vapori metalici, inclusiv cei de sodiu, potasiu, taliu, cadmiu, bismut, plumb, aluminiu, magneziu, staniu, zinc, argint și mercur. Dintre acestea, vaporii de Staniu, Mercur și Taliu nu păreau să conducă deloc, vaporii celorlalte metale conducând bine, conductivitățile lor fiind comparabile cu cele ale gazelor disociabile.

Cantitatea mică de conductivitate pe care o au gazele fierbinți, care nu sunt descompuse de căldură, pare să se datoreze unei descărcări convective purtate poate de praful produs de descompunerea electrozilor: în unele cazuri poate că electricitatea poate fi transportată de atomi produși prin acțiunea chimică a electrozilor asupra gazului adiacent.

Temperatura electrozilor pare să exercite o mare influență asupra trecerii energiei electrice prin gazul în care se scufundă electrozii. În experimentele descrise mai sus, am găsit imposibil să trec electricitatea prin gaz, oricât de fierbinte ar fi, cu excepția cazului în care electrozii erau suficient de fierbinți pentru a străluci. Un curent care trece printr-un gaz fierbinte a fost oprit imediat prin plasarea unei bucăți mari de folie de platină rece între electrozi - deși a fost menținut un curent ascendent puternic al gazului fierbinte pentru a preveni răcirea gazului de folia rece. De îndată ce folia a început să strălucească, trecerea electricității prin gaz a fost restabilită.

Acesta este unul dintre multele cazuri pe care le vom întâlni în acest capitol despre dificultatea pe care o are electricitatea în a trece de la un gaz la un metal rece.

Proprietățile electrice ale flăcărilor.

38.] Cazul în care trecerea energiei electrice prin gaze fierbinți a fost cel mai studiat este cel al flăcărilor; aici condițiile sunt departe de a fi simple, iar rezultatele care au fost obținute sunt prea numeroase și complicate pentru ca noi să facem mai mult decât să menționăm principalele lor caracteristici. O prezentare completă a

experimentelor care au fost făcute pe acest subiect se găsește în Lehre von der Elektricitat a lui Wiedemann, voi. 4, B*.

O flacără precum flacăra de oxi-hidrogen conduce electricitatea, părțile mai fierbinți conducând mai bine decât cele mai reci: conductivitatea flăcării este îmbunătățită prin introducerea de săruri volatile în ea, iar creșterea conductivității este mai mare atunci când sărurile sunt plasate. lângă electrodul negativ decât atunci când sunt plasați lângă electrodul pozitiv.

Conducția prin flacără prezintă proprietăți polare, deoarece dacă electrozii sunt de dimensiuni diferite, flacăra conduce mai bine atunci când electrodul mai mare este negativ decât atunci când este pozitiv.

Dacă firele din diferite metale sunt conectate între ele și scufundate în flacără, va exista o forță electromotoare în jurul circuitului format de flacără și sârmă; flacăra se comportă aparent în același mod ca acidul dintr-o baterie cu un singur fluid; forța electromotoare în unele cazuri se ridică între trei și patru volți.

Un curent poate fi obținut și printr-o bucată de sârmă îndoită dacă capetele firului sunt plasate în diferite părți ale flăcării.

Scăpare de energie electrică dintr-un conductor la potențial scăzut înconjurat de gaz rece.

39.] Deși pare a fi un fapt bine stabilit că un conductor la un potențial scăzut, înconjurat de aer rece, își poate păstra sarcina pentru o perioadă nedefinită de timp, cercetări recente au arătat că atunci când conductorul este expus la anumite influențează scurgerile de energie electrică.

Una dintre cele mai izbitoare dintre aceste influențe este cea a luminii ultraviolete. Efectul luminii ultraviolete asupra descărcării electrice pare să fi fost observat mai întâi de Hertz (Wied. Ann. 31, p. 983, 1887), care a descoperit că descărcarea perturbatoare între doi conductori este facilitată prin expunerea

*Vezi și Giese, Wied. Ann. 38, p. 403, 1889.

y Pentru o investigație asupra efectului punerii sărurilor volatile în flăcări publicată ulterior lucrării lui Wiedemann, vezi Arrhenius (Wied. Ann. 42, p. 18, 1891).

spațiul aerian, peste care are loc descărcarea, sub influența luminii ultraviolete.

E. Wiedemann și Ebert (Wied. Ann. 33, p. 241, 1888) au demonstrat ulterior că sediul acestei acțiuni este la catod; au arătat că lumina nu produce niciun efect atunci când catodul este protejat de influența

sa, oricât de puternic ar putea fi iluminat restul liniei de descărcare.

Ei au descoperit că, dacă catodul este înconjurat de aer, efectul luminii ultraviolete este cel mai mare atunci când presiunea este de aproximativ 300 mm. de mercur: când presiunea este atât de scăzută încât razele negative (vezi Art. 108) sunt vizibile, efectul luminii ultraviolete nu este deloc bine marcat.

Ei au descoperit, de asemenea, că amploarea efectelor depinde de gazul care înconjoară catodul; au încercat efectul scufundării catodului în acid carbonic, hidrogen și aer și au descoperit că pentru aceste trei gaze efectul este cel mai mare în acidul carbonic, mai puțin în aer. În acidul carbonic efectul nu se limitează la lumina ultravioletă, deoarece razele luminoase atunci când cad pe un catod facilitează și descărcarea.

O mare lumină a fost aruncată asupra naturii acestui efect printr-o investigație făcută de Lenard și Wolf (Wied. Ann. 37, p. 443, 1889), în care s-a dovedit că atunci când lumina ultravioletă cade pe o suprafață de platină electrificată negativ , un jet de abur în vecinătatea suprafeței arată prin schimbarea culorii că aburul din acesta a fost condensat. Această condensare are loc întotdeauna atunci când suprafața electrificată negativ pe care cade lumina este metalică, sau cea a unui lichid fosforescent, cum ar fi o soluție de fucsin sau violet de metil. Ei au descoperit, de asemenea, că unele efecte, dar mult mai mici, sunt produse atunci când suprafețele nu sunt electrificate, dar nici un efect nu poate fi detectat atunci când sunt încărcate cu electricitate pozitivă.

Ei au atribuit această condensare a jetului prafului emis de pe suprafața iluminată, praful, în conformitate cu experimentele lui Aitken (Trans. Roy. Soc. Edinburgh, 30, p. 337, 1881), producând condensare prin formarea de nuclee în jurul cărora apa picăturile se condensează.

Indicațiile unui jet de abur nu sunt totuși lipsite de ambiguitate, deoarece R. v. Helmholtz (Wied. Ann. 32, p. 1, 1887) a arătat că condensarea are loc în jet atunci când au loc reacții chimice în vecinătatea lui, chiar dacă nu este prezent praf. Prin urmare, există unele îndoieli cu privire la faptul că condensarea observată de Lenard și Wolf se datorează dezintegrarii suprafeței iluminate sau acțiunii chimice care au loc în apropierea acesteia. Luând totuși interpretarea pe care acești observatori o dau propriei lor

din experimente, efectele observate de Hertz, E. Wiedemann și Ebert pot fi explicate cu ușurință ca fiind datorate purtării descărcării de către particulele dezintegrate de pe suprafața metalică prin acțiunea luminii ultraviolete.

40.] Strâns legată de acest efect este descoperirea, făcută aproape simultan de Hallwachs (Phil. Mag. [5], 26, p. 78, 1888) și Righi (Phil. Mag. [5], 25, p. 314). , 1888), că o suprafață metalică, mai ales dacă metalul este zinc și proaspăt lustruit, devine pozitiv electrificată atunci când este expusă la acțiunea luminii ultraviolete.

Experimentele lui Lenard și Wolf sugerează că acest lucru se datorează probabil dezintegrării suprafeței de către lumină, praful sau vaporii metalici transportând electricitatea negativă și lăsând în urmă pozitivul.

Stoletow (Phil. Mag. [5], 30, p. 436, 1890) a arătat că un fel de baterie voltaică poate fi realizată prin luarea a două plăci de metale diferite în conexiune metalică și expunerea uneia dintre ele la acțiunea ultravioletelor. ușoară; placa atât de expusă devenind electrodul negativ al bateriei. Când lumina ultravioletă acționează în acest fel, Stoletow a descoperit că, așa cum ar trebui să ne așteptăm, lumina este puternic absorbită de suprafața pe care cade.

Probabil un alt exemplu al aceluiași efect este electrificaronul pozitiv observat de Crookes (Phil. Trans., Part II. 1879, p. 647) pe o placă plasată în interiorul unui tub epuizat la vedere completă a electrodului negativ. Vom vedea, când luăm în considerare descărcările din astfel de tuburi, că din catod iese ceva care seamănă cu lumina ultravioletă prin puterea sa de a produce fosforescență în corpurile pe care cade. Experimentul lui Crookes, care a fost făcut la sugestia lui Maxwell, arată că asemănarea descărcării catodice cu lumina ultravioletă se extinde până la puterea sa de a produce o sarcină pozitivă pe o placă metalică expusă influenței sale.

41.] Un exemplu izbitor al facilității cu care o suprafață electrificată negativ se dezintegrează, în timp ce una electrificată pozitiv rămâne intactă, este oferită de bine-cunoscuta „spluttering” a electrodului negativ într-un tub vid. Într-un astfel de tub, sticla din jurul electrodului negativ este întunecată prin depunerea unei pelicule subțiri de metal rupte de catodul adiacent; sticla din jurul electrodului pozitiv este, pe de altă parte, destul de lipsită de orice astfel de depunere. Gradul de dezintegrare a catodului depinde în mare măsură de metalul din care este făcut. Crookes (Proc. Roy. Soc. 50, p. 88, 1891) a dat următorul tabel, care exprimă pierderea relativă în greutate în timpi egali a catozilor de aceeași dimensiune expuși

la condiții electrice similare:

Paladiu	108,00
Aur	100.
Argint	82,68
Plumb	75.04
Tin	56,96
Alama	51,58

Platină	44,00
Cupru	40,24
Cadmiu	31,99
Nichel	10,99
Indiu	10,49
Fier de călcat	5,50

Pierderea în greutate a electrozilor de magneziu și aluminiu a fost prea mică pentru a fi detectată. În aceeași lucrare, Crookes descrie, de asemenea, un experiment care pare să arate că „spluttering” la electrodul negativ există în apă chiar și atunci când este înconjurat de aer la presiunea atmosferică.

42.] Deoarece o suprafață metalică atunci când este expusă la acțiunea luminii solare emite electricitate negativă și reține pozitiv, ar trebui să ne așteptăm ca corpurile electrificate pozitiv atunci când sunt expuse la lumină să se comporte diferit de cele electrificate negativ. S-a constatat că acesta este cazul. Primele observații pe acest subiect par să fi fost făcute de Hoor (Repertorium d. Physik. 25, p. 105, 1889), care a descoperit că suprafețele proaspăt pregătite de zinc, cupru și alamă și-au pierdut rapid o sarcină negativă atunci când au fost expuse la acțiunea luminii ultraviolete, în timp ce aceleași suprafețe au păstrat o sarcină pozitivă.

Subiectul a fost preluat ulterior de Elster și Geitel (Wied. Ann. 38, pp. 40, 497, 1889; 41, p. 161, 1890; 42, p. 564, 1891), care au verificat rezultatul lui Hoor pentru zinc, dar nu a putut detecta nicio pierdere de electricitate negativă de la suprafețele proaspăt pregătite din alamă sau cupru. De asemenea, au stabilit faptul interesant că efectul este cel mai marcat în cazul metalelor electro-pozitive, zinc sau zinc amalgamat, aluminiu și magneziu. Pentru metalele încă mai electropozitive, potasiu și sodiu, sau mai degrabă pentru amalgamurile lor, deoarece metalele pure sunt greu de prelucrat din cauza pătării suprafețelor lor, au descoperit că efectul este atât de puternic încât poate fi ușor observat chiar și atunci când amalgamurile sunt închise în tuburi de sticlă, deși sticla, așa cum este bine cunoscut, absoarbe cea mai mare parte

razele ultraviolete. Când au reușit ulterior să lucreze cu suprafețe de potasiu și sodiu în locul amalgamelor lor, ei au descoperit că aceste substanțe sunt sensibile nu doar la razele ultraviolete, ci chiar și la cele emise de o lampă de petrol obișnuită (Wied. Ann. 43, p. 43). 225, 1891).

Astfel, atunci când suprafața unor metale este electrizată negativ și expusă la acțiunea luminii și în special a luminii ultraviolete, avem o excepție de la regula generală conform căreia un corp încărcat înconjurat de aer rece își poate păstra sarcina, pt. un timp indehnit, cu condiția ca sarcina să nu fie suficient de mare pentru a produce o

scânteie. Căci, după cum au demonstrat Elster și Geitel, cea mai mică sarcină negativă dispare rapid de pe suprafața iluminată.

Ordinea sensibilității metalelor la acest efect este dată de Elster și Geitel ca

Potasiu,

Aliaj de sodiu și potasiu,

Sodiu,

Amalgame de Rubidiu, Potasiu, Sodiu și Litiu, Magneziu, Aluminiu,

Zinc, staniu.

Este interesant de observat că aceasta este aproximativ ordinea metalelor din seria electrică de contact a lui Volta, deoarece fiecare metal este pozitiv față de cel de după el. Elster și Geitel au descoperit că efectul este prea mic pentru a fi măsurat în Cadmiu, Plumb, Cupru, Fier, Platină, Mercur și Carbon. De asemenea, ei nu au găsit indicii clare despre aceasta cu apă. Este bine marcat, totuși, în substanțele fosforescente precum vopseaua luminoasă a lui Balmain (sulfură de calciu), iar Elster și Geitel (Wied. Ann. 44, p. 722, 1891) au arătat destul de recent că este expusă de Fluor Spar și alte minerale fosforescente.

Un alt mod de a observa acest efect este acela de a plasa corpul iluminat fara sarcina si in legatura cu pamantul in vecinatatea unui corp incarcat, cand acesta din urma isi va pierde sarcina daca este electrificat pozitiv, in timp ce nu isi va pierde sarcina daca este electrificat negativ; sarcina pozitivă induce una negativă pe corpul iluminat, această electricitate negativă scapă, călătorește până la și neutralizează electricitatea pozitivă care a indus-o. Când presiunea gazului care înconjoară corpul este mai mică de 1 mm., evadarea electricității negative din iluminatul

suprafața este verificată considerabil prin plasarea acesteia într-un câmp magnetic puternic (Elster și Geitel, Wied. Ann. 41, p. 166, 1890).

Descărcarea de energie electrică cauzată de corpurile strălucitoare.

43.] Diferențe oarecum similare între descărcarea de electricitate pozitivă și negativă se observă atunci când corpul încărcat, în loc să fie iluminat, este ridicat la o temperatură atât de mare încât devine el însuși luminos. Elster și Geitel (Wied. Ann. 38, p. 27, 1889) au descoperit că, atunci când un fir de platină este încălzit la o căldură roșu strălucitor într-o atmosferă de aer sau oxigen la o presiune scăzută, o placă metalică rece din vecinătatea sa eliberează negativ electricitate cu mult mai mare ușurință decât pozitivă. Dacă, pe de

altă parte, un fir subțire de platină sau un filament de carbon este încălzit până la incandescență într-o atmosferă de hidrogen la o presiune scăzută, placa rece descarcă electricitate pozitivă mai ușor decât negativă. Guthrie, care (Phil. Mag. [4] 46, p. 257, 1873) a fost primul care a atras atenția asupra fenomenelor de acest fel, a observat că o sferă de fier în aer, când este alb fierbinte, nu poate reține o sarcină nici pozitivă, nici de electricitate negativă și că, pe măsură ce se răcește, capătă puterea de a reține o sarcină negativă înainte de a putea reține una pozitivă. Dacă sfera este conectată la pământ și ținută lângă un corp încărcat, atunci, atunci când sfera este fierbinte alb, corpul își pierde în curând încărcătura, indiferent dacă aceasta este pozitivă sau negativă; când sfera este oarecum mai rece, corpul este descărcat dacă este electrizat negativ, dar nu dacă este pozitiv.

Problema inversă a producerii electrificării printr-un fir incandescent a fost studiată în detaliu de Elster și Geitel, un rezumat al căror rezultate este prezentat în Wied. Ann. 37, p. 315, 1889. Concluziile la care au ajuns sunt că atunci când o placă izolată este plasată lângă un fir de platină incandescent, placa devine electrificată pozitiv în aer și oxigen, electrificată negativ în hidrogen. Se pare astfel că firele incandescente descarcă cel mai ușor electricitatea de semn opus celei pe care o produc pe plăcile amplasate în vecinătatea lor. Dacă incandescența continuă mult timp, atunci dacă firul este subțire și presiunea scăzută, o placă din vecinătatea firului primește o sarcină negativă, indiferent de gazul de care este înconjurată. Elster și Geitel par să atribuie acest lucru acțiunii gazelor scoase din electrozi. Nahrwold, care a observat și acest efect (Wied. Ann. 35, 107, 1888), îl consideră normal și atribuie electrificarea pozitivă.

observat atunci când firul începe să strălucească la acțiunea prafului din gaz. Este de remarcat faptul că hidrogenul, care în experimentele lui Elster și Geitel s-a comportat cu electrozii de platină în mod opus celorlalte gaze, este singurul gaz în care, potrivit lui Nahrwold, un fir de platină nu se dezintegrează atunci când este încălzit. Cu filamente de carbon, Elster și Geitel au descoperit că placa învecinată este întotdeauna electrificată negativ, dar se degajă atât de mult gaz din aceste filamente încât interpretarea acestor rezultate este ambiguă.

Elster și Geitel au observat, de asemenea, că ușurința cu care electricitatea este produsă într-o placă lângă un fir luminos este diminuată dacă gazul este hidrogen prin plasarea firului într-un câmp magnetic, crescut dacă este oxigen sau aer.

44.] Investigațiile pe care tocmai le-am descris arată clar că suprafețele metalice au în general o tendință mult mai mare de a atrage o sarcină pozitivă decât cea negativă. Astfel, de exemplu, am văzut că atunci când sunt neîncărcate inițial, ele devin încărcate pozitiv atunci când sunt expuse la acțiunea luminii ultraviolete și, dacă sunt încărcate pentru început, atunci sub influența luminii își pierd o

sarcină negativă mult mai rapid decât unul pozitiv, într-adevăr nu pare să nu demonstreze că există vreo pierdere a unei mici sarcini pozitive din acest efect.

Fenomenele care depind de acțiunea luminii ultraviolete și a suprafețelor incandescente pot fi coordonate de concepția introdusă de v. Helmholtz (Erhaltung der Kraft, Wissenschaftliche Abhand. vol. 1. p. 48), că corpurile atrag electricitate cu diferite grade de intensitate. Această concepție a fost demonstrată de el că poate explica electrificarea prin frecare și diferența de potențial produsă de contactul metalelor. Astfel, de exemplu, diferența de potențial produsă de contactul zincului și cuprului se explică pe această ipoteză spunând că electricitatea pozitivă este atrasă mai puternic de zinc decât de cupru.

În loc să luăm în considerare în mod direct atracția specifică a diferitelor corpuri pentru electricitate, este echivalent în teorie și, în general, mai convenabil în practică să considerăm energia potențială deținută de un corp încărcat cu electricitate ca fiind formată din două părți, (1) partea calculată. prin regulile obișnuite ale electrostaticei și (2) o parte proporțională cu sarcina și egală cu aQ, unde Q este sarcina și σ o mărime pe care o vom numi „potențial de Volta” al corpului și care variază de la o substanta la alta.

Pentru a investiga natura efectelor produse de prezența acestui al doilea termen, să luăm în considerare cazul a două plăci paralele A și B realizate din metale diferite și conectate electric între ele.

Fie Q sarcina de pe placa A, $-Q$ cea de pe placa B, σ_A, σ_B valorile coeficientului σ pentru plăcile A și respectiv B, atunci dacă C este capacitatea condensatorului format de cele două plăci, energia potențială a sistemului va fi dată de ecuație

$$V = \frac{Q^2}{2C} + \sigma_A Q - \sigma_B Q.$$

Sistemul va fi în echilibru atunci când energia potențială este minimă, adică atunci când $dV/dQ = 0$, sau

$$\frac{Q}{C} + \sigma_A - \sigma_B = 0.$$

Astfel, prin contactul metalelor potențialul plăcii A este ridicat peste cel al lui B cu $\sigma_B - \sigma_A$.

Este demn de remarcat faptul că, din această vedere, mediul care separă plăcile nu afectează valoarea diferenței de potențial dintre ele, oricât de mare ar fi valoarea lui σ pentru acest mediu, cu condiția ca,

ca și în cazul aerului rece, mediu este incapabil să primească o sarcină de electricitate.

Ideea deținerii de către un corp încărcat a unei cantități de energie proporțională cu prima putere a sarcinii este implicată în sintagma bine folosită „căldura specifică a electricității”; căci dacă privim electricitatea ca având o căldură specifică care variază de la o substanță la alta, un corp încărcat cu electricitate va avea ca urmare a acestei călduri specifice o anumită energie proporțională cu sarcina. Forțele electromotoare care apar în corpurile încălzite inegal pot fi explicate ca fiind datorate tendinței electricității de a se ajusta astfel încât energia potențială să fie minimă; dacă mărimea σ este în funcție de temperatură, energia nu va fi minimă atunci când corpul este lipsit de electrificare.

Existența termenului σQ în expresia pentru energia unui corp încărcat, deoarece electrificarea este la suprafață, face ca energia pe unitatea de suprafață să depindă dacă electrificarea este pozitivă, negativă sau zero. Acum, deoarece tensiunea superficială aparentă a unui lichid este egală cu energia pe unitatea de suprafață, se poate obiecta că, dacă acest punct de vedere ar fi adevărat, tensiunea superficială a unor lichide precum conductoarele.

ar trebui schimbată prin electrificare, schimbarea fiind într-o direcție când electrificarea este pozitivă și în invers când este negativă. Un scurt calcul va arăta totuși că această modificare a tensiunii superficiale este atât de mică încât ar fi putut scăpa cu ușurință de detectare. Am văzut că $\sigma B - \sigma A$ este diferența de potențial produsă de contactul a două metale A și B, știm din observație că această diferență și, prin urmare, probabil σA și σB, este de ordinul unui volt sau în unități electromagnetice 108 Acum, cea mai mare electrificare care poate exista la suprafață fără descărcare atunci când metalul este înconjurat de aer la presiunea atmosferică este de natură să producă o intensitate electromotoare aproximativ egală cu 102 în măsură electrostatică; astfel, cea mai mare densitate a suprafeței este în unități electrostatice aproximativ $102/4\pi$, sau în unități electromagnetice $10_8/12\pi$. Prin urmare, aQ, energia de tipul pe care îl luăm în considerare, va fi cel mult de ordinul $1/(12\pi)$ ergi pe centimetru pătrat. Aceasta este atât de mică în comparație cu energia datorată tensiunii superficiale încât ar fi nevoie de observații foarte atente pentru a o detecta.

45.] Când un conductor, care nu se dezintegrează, este înconjurat de aer în starea sa normală, sau de un alt dielectric incapabil să primească o sarcină de electricitate, conductorul nu se poate încărca, oricât de mult ar putea diferi σ pentru conductor. acela pentru dielectric; căci electricitatea de semn opus celei care ar rămâne pe conductor nu are loc în care să poată merge.

Cazul este însă diferit atunci când conductorul este expus la acțiunea luminii ultraviolete, pentru că atunci, după cum demonstrează experimentele lui Lenard și Wolf, trebuie să aibă loc unul sau ambele dintre următoarele efecte: (1) dezintegrarea conductorului, (2).) modificări chimice ale gazului din vecinătatea conductorului care pun gazul într-o stare în care să poată primi o încărcare de energie electrică. Dacă are loc oricare dintre aceste efecte, este posibil ca conductorul să fie electrificat, deoarece electricitatea de semn opus celei rămase pe conductor poate merge către metalul dezintegrat sau gazul. Experimentele făcute până acum lasă nehotărâtă întrebarea care dintre aceste corpuri servește drept refugiu pentru electricitatea aruncată din metal.

Cercetările lui Hallwachs și Righi privind electrificarea prin lumină ultravioletă pot fi explicate pe oricare dintre ipoteze, dacă presupunem că σ_1, valoarea lui σ pentru vaporii metalici sau pentru gazul disociat, este mai mare decât σ_2 , valoarea lui σ pentru metalul solid. Căci atunci când electricitatea negativă - Q scapă din metal și electricitatea pozitivă egală cu +Q rămâne în urmă,

diminuarea părţii de energie potenţială datorată potenţialului Volta este a-1Q – a2Q sau (σ_1 – a2)Q. Astfel, întrucât σ_1 este prin ipoteză mai mare decât σ_2, plecarea electricității negative din metal va fi însoțită de o scădere a energiei potențiale și, prin urmare, va continua până la creșterea energiei potențiale obișnuite datorită noii distribuții a electricitatea este suficienta pentru a echilibra diminuarea partii de energie datorata potentialului Volta. Electrizarea pozitivă a plăcii produsă de lumina ultravioletă poate fi astfel luată în considerare.

Din nou, dacă metalul ar fi inițial electrizat pozitiv, nu ar fi atât de probabil să-și piardă sarcina ca și cum ar fi fost încărcat inițial cu electricitate negativă, deoarece trecerea electricității pozitive de la metal la vapori sau la gazul disociat ar implica o creștere a energiei în funcție de potențialul Volta și astfel ar fi mult mai puțin probabil să apară decât o evadare a electricității negative, care ar produce o diminuare a acestei energii. Putem explica astfel observațiile lui Elster și Geitel cu privire la diferența dintre ratele de evadare a electricității pozitive și negative de pe suprafețele iluminate. Cauzele electrificării prin incandescență observate de Elster și Geitel (lc) sunt mai obscure. Astfel, dacă luăm cazul în care o placă primește o sarcină pozitivă în aer datorită prezenței unui fir de platină incandescent învecinat, cea mai evidentă interpretare ar fi că incandescența produce separare electrică, firul devenind negativ și gazul adiacent pozitiv. electrificată. Această viziune este totuși deschisă la obiecția foarte serioasă că în celelalte cazuri de electrificare a unui metal în contact cu un gaz, metalul primește sarcina pozitivă și nu cea negativă, așa cum ar trebui să facă dacă explicația anterioară ar fi corectă. .

Placa este expusă la radiația de la firul incandescent și poate, sub influența acestei radiații, poate deveni un catod, adică să dea electricitate negativă și astfel să devină electrificată pozitiv, așa cum ar fi dacă, ca în experimentele lui Hallwach și Righi, ar fi fost. expus la acțiunea luminii ultraviolete, sau ca în experimentul lui Crookes (Art. 40) la emanațiile unui electrod negativ. Pare totuși dificil de explicat comportamentul anormal al hidrogenului din această perspectivă, iar descoperirea lui Nahrwold despre absența „spluttering" în firele de platină încălzite până la incandescență într-o atmosferă de hidrogen pare să sugereze că sarcina de pe placă poate apărea în unele cazuri. în felul următor, chiar dacă primul efect al incandescenței este de a produce o electricitate pozitivă.

tarifare peste fir si una negativa asupra gazului adiacent. Când un fir metalic este încălzit, dezintegrarea poate avea loc în două moduri, metalul se poate desprinde sub formă de vapori sau poate fi rupt în bucăți solide sau praf. Acum pare să nu existe niciun motiv pentru care σ pentru aceste bulgări ar trebui să difere de σ pentru sârmă, pentru că atât bulgărea, cât și sârma constau din aceeași substanță în aceeași stare de agregare; dar dacă $\sigma'\beta$ ar fi același, nu ar exista nicio separare a electricității între cele două. Dimpotrivă, dacă firul ar fi încărcat cu electricitate pozitivă, nodul, atunci când s-a desprins, ar transporta electricitate pozitivă cu el. Cazul este însă diferit atunci când metalul se stinge sub formă de vapori sau când disociază gazul din vecinătatea lui: aici firul și vaporii sau gazul sunt în stări de agregare diferite, pentru care valorile lui σ sunt probabil diferite, astfel încât acum poate exista o separare a electricității, firul primind pozitivul și vaporii sau gazul negativ.

În aer există o depunere atât de abundentă de platină pe un tub de sticlă care înconjoară un fir de platină incandescent, încât acesta din urmă, după toate probabilitățile, eliberează praf, precum și fie disociază gazul din jur, fie degajă vapori de platină; în timp ce Nahrwold (Wied. Ann. 35, 107, 1888) a arătat că depunerea de platină este atât de mică în hidrogen încât foarte puțin poate fi emis ca praf în acest gaz.

Să ne gândim acum ce se va întâmpla în aer. Când platina devine incandescentă are loc o separare a electricității, pozitivul rămâne pe fir, negativul mergând la vaporii metalici sau gazul disociat. Deoarece firul are o sarcină pozitivă, orice bulgări care se desprind de acesta vor fi electrificați pozitiv. Dacă electricitatea pozitivă dată de aceste bulgări plăcii, care în experimentele lui Elster și Geitel a fost ținută deasupra firului incandescent, este mai mare decât sarcina negativă dată acesteia de vaporii sau gazele care pot intra în contact cu ea, sarcina de pe placa va fi pozitivă, ca în experimentele lui Elster și Geitel. Cu toate acestea, în hidrogen, acolo unde bulgări sunt absenți, nu există nimic care să neutralizeze electricitatea negativă de pe vaporii metalici sau gazul disociat, astfel încât

sarcina de pe placă va fi, așa cum au descoperit Elster și Geitel, negativă.

46.]

DESCĂRCARE DE SCÂNTIE.

Puterea electrică a unui gaz.

46.] În art. 51 din primul volum al Electricity and Magnetism Maxwell definește puterea electrică a unui gaz ca fiind cea mai mare intensitate electromotoare pe care o poate susține fără a avea loc descărcarea. Această definiție sugerează că puterea electrică este o proprietate specifică certă a unui gaz, altfel introducerea acestui termen nu ar avea prea multă valoare. Dacă descărcarea printr-un gaz la o presiune și o temperatură determinate ar începe întotdeauna când intensitatea electromotoare a atins o anumită valoare, atunci această valoare, care este ceea ce Maxwell numește puterea electrică a gazului, ar avea o semnificație perfect definită. Termenul „rezistența electrică a gazului” ar induce totuși în eroare dacă s-ar descoperi că depinde de astfel de lucruri, de exemplu, cum ar fi materialele din care sunt fabricați electrozii, starea suprafeței lor, forma, dimensiunea sau distanța lor. , sau dacă câmpul electric a fost uniform sau variabil, fie în timp, fie în spațiu. S-a descoperit că „rezistența electrică” depinde de unele, poate chiar de toate, condițiile precedente.

47.] Righi (Nuovo Cimento, [2] 16, p. 97, 1876) a făcut câteva experimente cu electrozi de carbon, bismut, plumb, zinc, staniu și cupru, dar a constatat că substanța din care sunt alcătuiți electrozii are un efect redus asupra intensității electromotoare necesare pentru descărcare. Domnul Peace, care a făcut experimente atente în Laboratorul Cavendish în acest punct, nu a putut detecta nicio diferență în intensitatea electromotoare necesară pentru a declanșa electrozii din alamă și cei din zinc. De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 169, Pt. 1. p. 93, 1878) au ajuns la concluzia că scânteile trec mai ușor între bornele din aluminiu decât între bornele altor metale, dar că, cu această excepție, natura electrozii nu influențează lungimea scânteii.

Jaumann a arătat (Wien. Berichte, 97, p. 765, 1888) că descărcarea scânteii este foarte mult facilitată prin efectuarea unor modificări mici, dar rapide ale potențialului unuia dintre electrozi.

48.] Reducerea de către Schuster (Phil. Mag. [5] 29, p. 182, 1890) a experimentelor lui Baille, Paschen și Gaugain privind descărcarea scânteii arată că cu electrozi sferici de diferite dimensiuni (1 cm., 0,5 cm și, respectiv, 0,25 cm în rază) intensitatea electromotoare maximă atunci când scânteia doar trece prin aer la presiunea atmosferică variază de la 142

49.]

la 372, intensitatea maximă pentru sferele mici fiind mai mare decât pentru cele mari. Schuster rezumă concluziile pe care le trage din aceste experimente după cum urmează, lcp 192:

(1) „Pentru două sisteme similare de două sfere egale în care variază doar dimensiunile liniare, efortul de rupere este mai mare cu cât curbura sferelor este mai mare.”

(2) „Dacă se mărește distanța dintre sfere, efortul de rupere se micșorează la început”.

(3) „Există o anumită distanță pentru care efortul de rupere este minim”.

Vom constata, de asemenea, când luăm în considerare relația dintre lungimea scânteii și diferența de potențial, că distanța dintre electrozi poate avea un efect enorm asupra intensității electromotoare necesare pentru a produce descărcarea.

„Rezistența electrică”, așa cum este definită de Maxwell, pare să depindă de atât de multe circumstanțe străine, încât nu pare să existe niciun motiv pentru a o considera o proprietate intrinsecă a gazului.

Conexiune între lungimea scânteii și diferența de potențial, când câmpul este aproximativ uniform.

49.] Acest subiect a fost investigat de un număr mare de fizicieni. Avem totuși doar spațiu să luăm în considerare cele mai recente investigații pe acest subiect. Baille (Annales de Chimie et de Physique, [5] 25, p. 486, 1882) a făcut o investigație elaborată a diferenței de potențial necesare pentru a produce în aer la presiunea atmosferică scântei de lungimi diferite, între avioane, cilindri și sfere de diferite diametre. Metoda pe care a folosit-o a fost încărcarea conductoarelor între care treceau scânteile de către o mașină Holtz, potențialul dintre electrozi fiind măsurat de un electrometru cu disc atras prevăzut cu un inel de protecție: această metodă este practic aceeași cu cea folosită de Lord Kelvin (Reprint of Pa-pers on Electrostatics and Magnetism, p. 247), care în 1860 a făcut primele măsurători în unități absolute ale intensității electromotoare necesare pentru producerea unei scântei.

Pentru scântei foarte scurte între două avioane Baille (lc, p. 515) a găsit rezultatele prezentate în următorul tabel:—

Diferența de potențial și lungimea scânteii; (temperatura 15° până la 20° C, presiune 760 mm.)

Lungimea scânteii în centimetri. Diferența de potențial în unități electrostatice. Densitatea suprafeței în unități electrostatice.

.0015	1.4275.4
.0020	1.6264.5
.0025	1.9060.5
.0050	2.5139.9
.0075	2.8129.8
.0100	3.1525.1
.0125	3.4822.1
.0150	3.8020.1

Într-o altă serie de experimente în care scânteile au fost puțin mai lungi, Baille, p. 515, a găsit următoarele rezultate:—

Diferența potențială și lungimea scânteii.

Lungimea scânteii. Diferență de potențial. Densitatea suprafeței. Lungimea scânteii. Diferența de potențial. Densitatea suprafeței.

.01	3.1725.2.0812.3812.3
.02	4.5117.9.0913.4411.9
.03	6.2216.5.1014.6711.7
.04	7.3214.6.1115.7511.4
.05	8.7113.8.1216.8411.1
.06	9.8413.2.1317.9411.0
.07	11.2012.7.1419.0010.8
	.1520.1610.7

Pentru lungimi de scânteie între .025 cm. și .5 cm. s-au obţinut următoarele rezultate, p. 516, într-o serie diferită de experimente:

Diferența potențială și lungimea scânteii.

Lungimea scânteii. Diferență de potențial. Densitatea suprafeței. Lungimea scânteii. Diferența de potențial. Densitatea suprafeței.

.025	5.9418.86.27532.699.46
.050	8.6813.76.30035.359.37
.075	11.8712.57.32537.839.25
.100	14.7911.76.35039.959.08
.125	17.4511.06.37542.178.94
.150	20.2910.76.40044.748.90
.175	22.9410.43.42547.308.86
.200	25.5110.15.45049.708.79
.225	28.179.96.47552.188.75
.250	30.479.70.50054.488.67

Pentru scântei mai lungi Baille, lc, p. 517, a obținut numerele date în următoarele două tabele, care reprezintă rezultatele diferitelor seturi de experimente:

Diferența potențială și lungimea scânteii. TABELUL (I).

Lungimea scânteii.   Diferență de potențial. Densitatea suprafeței. Lungimea scânteii. Diferența de potențial. Densitatea suprafeței.

.40	44.808.90.6063.828.47
.45	49.638.78.6568.758.42
.50	54.368.65.7074.098.42
.55	59.098.55.7579.028.39

TABELUL (II).

Lungimea scânteii.   Diferență de potențial. Densitatea suprafeței. Lungimea scânteii. Diferența de potențial. Densitatea suprafeței.

.70	73.488.84.9094.728.38
.75	80.138.55.95100.168.38
.80	84.868.401.00105.508.39
.85	89.898.42

50.] Putem compara cu aceste rezultate pe cele obţinute de Liebig (Phil. Mag. [5], 24, p. 106, 1887), care a folosit o metodă similară, dar ai cărui electrozi erau segmente de sfere de 9,76 cm. în rază. Rezultatele lui Liebig sunt următoarele:

Diferența potențială și lungimea scânteii.

Lungimea scânteii în centimetri. Diferența de potențial.Intensitatea electromotoare.Lungimea scânteii.Diferența de potențial.Intensitatea electromotoare.

.0066	2.630398.5.239830.622127.7
.0105	3.357319.7.280035.196125.7
.0143	4.017280.9.324539.816122.7
.0194	4.573235.7.392047.001119.9
.0245	5.057206.4.471555.165117.0
.0348	7.190206.6.558863.703114.0
.0438	8.863195.5.622669.980112.4
.0604	10.866179.9.740582.195111.0
.0841	13.548161.1.883095.540108.2
.0903	13.816153.0.9576102.463107.0
.1000	15.000150.01.0672110.775103.8
.1520	20.946137.81.1440117.489102.7
.1860	24.775133.2

Diferența de potențial și intensitatea electromotoare sunt măsurate în unități electrostatice.

Fig. 19.

Rezultatele lui Liebig pentru hidrogen, gaz de cărbune și acid carbonic, precum și aer sunt prezentate grafic în Fig. 19, unde curba aproape dreaptă reprezintă relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii, iar cealaltă relația dintre intensitatea electromotoare și lungimea scânteii. . Abscisele sunt lungimile scânteilor, ordonatele, diferența de potențial sau intensitatea electromotoare. Se va vedea că valorile lui Liebig pentru diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime dată sunt de aproximativ 8%. mai mare decât a lui Baille. De asemenea, din oricare dintre tabelele precedente reiese că intensitatea electromotoare necesară pentru a produce scântei pe un strat de aer variază foarte mult în funcție de grosimea stratului. Astfel, din rezultatul lui Baille vedem că intensitatea electromotoare necesară pentru a scânteie peste un strat de 0,0015 cm. grosimea este de aproximativ nouă ori mai mare decât cea necesară pentru a aprinde un strat de 1 cm. gros. Faptul că este necesară o intensitate electromotoare mai mare pentru a aprinde un strat subțire de aer decât unul gros a fost descoperit de Lord Kelvin (lc) în 1860.

51.] În ceea ce privește relația dintre diferența de potențial V și lungimea scânteii l, Baille a dedus din experimentele sale relația

V2 = 10500(l + 0,08)l.

Acordul dintre numerele calculate prin această formulă și cele găsite prin experiment nu este foarte apropiată, iar Chrystal (Proc. Roy. Soc. Edin. vol. 11. p. 487, 1882) a arătat că pentru lungimi de scântei mai mari de 2 mil -limetre relaţia liniară

V = 4,997 + 99,5931 reprezintă rezultatele lui Baille în cadrul erorilor experimentale. Această relație liniară este confirmată de rezultatele lui Liebig, deoarece curbele, Fig. 19, sunt aproape drepte atunci când lungimea scânteii este mai mare de un milimetru.

Carey Foster și Pryson (Chemical News, 49, p. 114, 1884) au descoperit că relația liniară V = a + βί a fost cea care a reprezentat cel mai bine rezultatele experimentelor lor privind descărcarea prin aer la presiunea atmosferică.

52.] Când lungimea scânteii în aer la presiunea atmosferică este mai mică de aproximativ un milimetru, curba care exprimă relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii devine concavă față de axa de-a lungul căreia sunt măsurate lungimile scânteii; adică pentru o mică creștere dată a lungimii scânteii, creșterea diferenței de potențial corespunzătoare este mai mare atunci când scânteile sunt scurte decât atunci când sunt lungi. Pentru scântei extrem de scurte

53.]

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

73

pare să existe dovezi considerabile că atunci când lungimea scânteii este redusă la o anumită valoare critică există un punct de inflexie în curba diferenței de potențial și că atunci când lungimea scânteii este redusă sub această valoare, concavitatea anterioară este înlocuită cu convexitate. , curba pentru lungimi foarte mici de scânteie luând oarecum forma celei din Fig. 20. Aceasta indică faptul că diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie oricât de scurtă nu poate fi mai mică decât o anumită valoare finită, care pentru aer la temperaturi obișnuite este probabil între 300 și 400 volți. Dacă o curbă asemănătoare cu Fig. 20 reprezintă relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii, vedem că ar fi posibil, în anumite condiții, să porniți o scânteie trăgând mai departe două plăci menținute la o diferență de potențial constantă și să opriți scânteia. prin împingerea plăcilor mai aproape între ele.

Fig. 20.

53.] La presiunea atmosferică, lungimea scânteii la care diferența de potențial este minimă trebuie, dacă există o astfel de lungime, să fie atât de mică, încât ar fi foarte dificil să se măsoare lungimile scânteii cu suficientă precizie pentru a investiga acest punct complet. ; când totuși aerul este la o presiune mai mică, lungimea critică a scânteii este mai mare, iar investigarea acestei probleme este mai ușoară. Probele la care am făcut aluzie în art. 52 provine indirect dintr-o investigație (pe care va trebui să o luăm în considerare mai târziu) făcută de domnul Peace în Laboratorul Cavendish, Cambridge. Experimentele domnului Peace au fost făcute cu scopul de a găsi relația dintre diferența de potențial în aer și presiunea atunci când lungimea scânteii este păstrată.

constantă, dar deoarece s-au făcut experimente pe această relație pentru scântei de multe lungimi diferite, ele furnizează material pentru trasarea curbei care exprimă relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii la presiune constantă. Astfel de curbe sunt prezentate în Fig. 27 și se va vedea că la presiuni mai mici prezintă particularitățile la care se face referire. Descărcarea a avut loc între electrozi foarte mari, dintre care unul plan, iar celălalt un segment de sferă de aproximativ 20 cm. în rază, iar diferența de potențial a fost produsă de un număr mare de celule de stocare, a căror egalitate EMF a fost testată foarte atent, măsurătorile diferenței de potențial au putut fi făcute cu mare precizie. Trebuie reținut, totuși, că aparatul utilizat a fost conceput pentru a determina relația dintre diferența de potențial și presiune pentru lungimea constantă a scânteii și nu pentru relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii pentru presiune constantă, astfel încât indicaţiile asupra acestui punct sunt oarecum indirecte. Concluzia că la scântei foarte scurte diferența de potențial crește pe măsură ce lungimea scânteii scade a fost, totuși, confirmată într-o oarecare măsură de observația că atunci când tensiunea nu era suficientă (adică era de aproximativ doi volți prea mică) pentru a produce scântei peste .002 de un inch la o presiune

de 20 mm. de mercur, aceeași tensiune nu ar trimite o scânteie între plăci atunci când distanța ar fi redusă la 0,001 sau chiar la 0,0004 de inch. Domnul Peace a mai constatat că atunci când a scos electrozii din aparat după ce scântei trecuseră între ei când erau foarte apropiați unul de celălalt, partea electrozilor cel mai afectată de respirație pe ei a format un inel la o mică distanță de centru, indicând acea descărcare a avut loc cel mai liber la distanțe care erau puțin mai mari decât distanța cea mai scurtă dintre electrozi, care se afla de-a lungul liniei care le unește centrele. Mr. Peace a testat mai recent acest rezultat direct prin plasarea a două eclatoare în paralel, electrozii fiind plăci plane paralele. O pereche a acestor electrozi a fost separată de o singură grosime de bucăți subțiri de sticlă, cum sunt cele folosite pentru lamele de acoperire, în timp ce cealaltă pereche de electrozi au fost ținute la o distanță mai mare, așezând între ele două sau mai multe bucăți de electrozi. sticlă îngrămădită una peste alta. La presiunea atmosferică, scânteia a trecut peste decalajul scurt, mai degrabă decât pe cel lung, dar atunci când presiunea a fost redusă, a avut loc efectul invers, scânteia trecând prin decalajul mai lung înainte ca orice descărcare să poată fi detectată pe cel mai scurt și după scânteie. trecuse mai întâi pe calea mai lungă care necesita în unele cazuri o diferență suplimentară de potențial

de mai mult de 100 de volți pentru a-l face să treacă și pe cel mai scurt. Când în art. Considerând descărcarea la presiuni foarte scăzute, vom constata că în unele experimente ale lui Hittorf o scânteie lungă a trecut mult mai ușor decât una mult mai scurtă între aceiași electrozi; în acest caz, totuși, electrozii erau fire, iar reținerea înainte de descărcare nu a fost uniformă ca în cazul în cauză.

Descărcarea când câmpul electric nu este uniform.

54.] În experimentele tabulate mai sus, electrozii au fost atât de mari încât electricitatea reținută între ei ar putea fi considerată uniformă înainte ca scânteia să treacă. Baille și Paschen au făcut totuși câteva experimente foarte interesante privind diferențele de potențial necesare pentru a declanșa scântei între sfere suficient de mici pentru a face ca variațiile electrice să fie considerabile. Rezultatele lui Baille (Annales de Chimie et de Physique (5), 25, p. 531, 1882) sunt date în următorul tabel, diferența de potențial fiind măsurată în unități electrostatice absolute:—

Diferențe de potențial: presiune 760 mm., temperatură 15° până la 20° C.

Lungimea scânteii în cm.	Avioane.	Sfere 6 cm. în diametru.	Sfere 3 cm. în diametru.	Sfere 1 cm. în diametru.	Sfere .6 cm. în diametru.	Sfere .35 cm. în diametru.	Sfere .1 cm. în diametru.
.05	8.94	8.96	9.18	9.18	9.26	9.30	9.63
.10	14.70	14.78	14.99	15.25	15.53	16.04	16.10

.15	20.2020.3120.4721.2821.2421.8719.58
.20	25.4225.5925.9526.7826.8227.1321.91
.25	30.3830.9931.3332.1032.3331.9623.11
.30	35.3536.1236.5937.3237.3836.2924.12
.35	40.4541.4541.4742.4842.1639.3925.34
.40	45.2846.3446.7747.6246.3441.7726.03
.45	50.4851.4651.6051.5650.4443.7626.62
.40	44.8045.0045.0045.5044.8041.0726.58
.45	49.6350.3349.6352.0448.4243.2928.49
.50	54.3555.0654.9654.6653.2547.2130.00
.60	63.8265.2365.2365.2359.6953.7531.51
.70	74.0975.4073.7972.2864.2256.4732.92
.80	84.8387.9884.7677.6167.7558.7933.82
.90	94.7297.4494.6280.1370.5659.0934.93
1.00	105.49112.94104.6983.0572.3859.4936.24

54.]

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

76

Din acest tabel Baille concluzionează că pentru o lungime dată de scânteie între două sfere egale, una încărcată și izolată și cealaltă pusă la pământ, diferența de potențial variază în funcție de diametrul sferei; pornind din plan diferența de potențial crește la început odată cu curbura și atinge un maxim atunci când sfera are un anumit diametru. Acest diametru critic al sferei depinde de lungimea scânteii, cu cât scânteia este mai mică, cu atât diametrul critic este mai mic. În tabelul precedent, diferențele maxime de potențial au fost tipărite cu caractere aldine.

Cele două părți în care tabelul este împărțit de linia orizontală corespund două seturi diferite de experimente.

Rezultatele lui Paschen (Wied. Ann. 37, p. 79, 1889) sunt date în următorul tabel:

Diferență de potențial la prima scânteie: presiune 756 mm. temperatura medie 15°C.

SCTANTEI SCURT.

Lungimea scânteii în centimetri.	Sfere de 1 cm. razaSfere .5 cm. razaSfere .25 cm. rază
.01	3.383.423.61
.02	5.045.185.58
.03	6.626.876.94
.04	8.068.228.43
.05	9.569.759.86
.06	10.8110.8711.19
.07	11.7812.1412.29
.08	13.4013.5913.77
.09	14.3914.7014.89
.10	15.8615.9716.26
.11	16.7917.0817.26

.12	18.28	18.42	18.71
.14	20.52	20.78	21.26

SCANTEI LUNGI.

Lungimea scânteii în centimetri.	Sfere de 1 cm. raza	Sfere .5 cm. raza	Sfere .25 cm. rază
.10	15.96	16.11	16.45
.15	21.94	22.17	22.59
.20	27.59	27.87	28.18
.25	32.96	33.42	33.60
.30	38.59	39.00	38.65
.35	43.93	44.32	43.28
.40	49.17	49.31	47.64
.45	54.37	54.18	51.56
.50	59.71	59.03	54.67
.55	64.60	63.35	57.27
.60	69.27	67.80	59.95
.70	78.51	75.04	63.14
.80	87.76	81.95	66.39
.90			68.65
1,00			70,68
1,20			74,94
1,50			79,42

Aici tipul greu denotă din nou diferențele maxime de potențial.

Fig. 21.

Aceste rezultate sunt reprezentate grafic în Fig. 21. Ele confirmă concluzia lui Baille că pentru o scânteie de lungime dată diferența de potențial

este maxim atunci când sferele au un anumit diametru critic, diametrul critic crescând cu lungimea scânteii.

Fig. 22.

Atât măsurătorile lui Baille, cât și ale lui Paschen arată că, atunci când sferele sunt foarte mici, diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime dată este, dacă lungimea scânteii nu este prea mică, mult mai mică decât diferența de potențial necesară pentru a produce aceeași lungime de scântei. între plăci paralele. Când scânteia trece între electrozii ascuțiți, diferențele de potențial sunt încă mai

mici. Acest efect este arătat clar în Fig. 22, care este preluată dintr-o lucrare a lui De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 1878, Pt. 1. p. 55) și care conține curbe reprezentând relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii atunci când electrozii sunt (i) două plăci, (ii) două sfere, una de 3 cm. în rază celelalte 1,5 cm. în diametru, (iii) doi cilindri concentrici, (iv) un plan și un punct, (v) două puncte. Se va observa că cele două puncte, care dau cea mai mare distanță de lovire pentru scântei lungi, dau cel mai puțin pentru scântei scurte.

55.] Dacă lungimea scânteii dintre plăcile paralele este luată ca unitate, lungimea scânteii corespunzătoare diferitelor diferențe de potențial pentru diferite tipuri de electrozi a fost găsită de De la Rue și Muller a fi după cum urmează

(Proc. Roy. Soc. 36, p. 157, 1883):—

Numărul de celule, fiecare celulă având

un EMF de 1,03 volți 1000

Distanța de lovire pentru punct și plan .60 Distanța de lovire pentru două puncte . . .84

3000	6000900012, 00015, 000
2.09	3.823.893.583.30
1.94	4.654.654.183.68

Acest tabel pare să indice că raportul dintre distanța de lovire pentru electrozii ascuțiți și cel al planurilor atinge un maxim. Trebuie totuși amintit că atunci când scânteile sunt lungi, condițiile nu sunt aceleași în cele două cazuri; în cazul plăcilor, descărcarea are loc brusc, în timp ce atunci când electrozii sunt îndreptați, o descărcare cu perie începe cu mult înainte ca scânteia să treacă și modifică material condițiile.

56.] Schuster (Phil. Mag. [5] 29, p. 182, 1890) a calculat, cu ajutorul soluției lui Kirch-hoff a problemei distribuției energiei electrice pe două sfere, din experimentele lui Baille și Paschen maximul intensitatea electromotoare în reținut când scânteia a trecut. Rezultatele pentru experimentele lui Baille sunt date în tabelul 1, pentru cele ale lui Paschen în tabelul 2.

TABELUL 1.

Valoarea intensității electromotoare maxime în unități electrostatice.

Lungimea scânteii în cm. AvioaneSfere, diametru 6 cm.Sfere, diametru 3 cm.Sfere, diametru 1 cm.Sfere, diametru .6 cm.Sfere, diametru .35 cm.Sfere, diametru .1 cm.

.05	179180186190197206292

MASA 2.

Intensitatea electromotoare maximă în unități electrostatice.

Lungimea scânteii în cm.	Sfere, diametru 2 cm. Sfere, diametru 1 cm. Sfere, diametru .5 cm. Lungimea scânteii în cm. Sfere, diametru 2 cm. Sfere, diametru 1 cm. Sfere, diametru .5 cm.
.01	336347372.10166175190
.02	258262277.15155165190
.03	224236240.20148162198
.04	206213222.25145161204
.05	194202215.30143163215
.06	184190202.35143166226
.07	175183193.40142170236
.08	172179192.45142174249
.09	165174187.50144180256
.10	164171187.55145184265
.11	160167183.60145190272
.12	159167185.70148196281
.14	154164187.80151205288
.90	293
1,00	301
1,20	312
1,50	327

57.] Din aceste tabele se va vedea că cu cât sferele sunt mai mici, sau cu alte cuvinte cu cât câmpul electric este mai neregulat, cu atât valoarea intensității electromotoare maxime este mai mare. Acest lucru este exprimat uneori spunând că curbura electrozilor mărește puterea electrică a gazului, iar Gaugain (Annales de Chimie et de Physique, [iv] 8, p. 75, 1866) a constatat că atunci când scânteia trece între

două cilindri coaxiali, valoarea maximă R a intensității electromotoare poate fi exprimată printr-o ecuație de forma

$$R = a + \beta\nu \sim 3,$$

unde a și β sunt constante și r este raza cilindrului interior.

58.] Variaţiile valorii intensităţii electromotoare sunt atât de mari încât dovedesc că nu valoarea intensităţii electromotoare determină în primul rând dacă trebuie să aibă loc sau nu descărcarea; și este probabil ca utilizarea acestei mărimi ca măsură a puterii electrice să fi întârziat progresul acestui subiect prin retragerea atenției de la cea mai importantă cauză a descărcării către aceasta care este probabil doar secundară.

59.] Următoarele rezultate luate din experimentele lui Paschen arată că atunci când scânteile nu sunt prea lungi, variațiile intensității electromotoare sunt mult mai mari decât variațiile diferenței de potențial; sugerând că pentru astfel de scântei diferența de potențial este cea mai importantă considerație.

Raza electrozilor în cm.	1..5.25	
Diferență de potențial	13.413.613.8J·	Lungimea scânteii .08cm.
Intensitate maximă	172179192	
Diferență de potențial	20.520.821.3J·	Lungimea scânteii .14cm.
Intensitate maximă	154164187	
Diferență de potențial	49.249.347.6	Lungimea scânteii .40cm.
Intensitate maximă	142170236	
Diferență de potențial	87.881.966.4	Lungimea scânteii .80cm.
Intensitate maximă	1512054288	

60.] Putem explica prin următoarea ilustrație geometrică cele două efecte produse de neregularitatea câmpului – diminuarea diferenței de potențial și creșterea intensității electromotoare maxime. Când o descărcare trece prin gaz, vom vedea mai târziu, luând în considerare descărcarea la presiuni joase, motive pentru a crede că distribuția potențialului în timpul descărcării poate fi reprezentată aproximativ de ecuație

$$V = a + \beta í,$$

Fig. 23.

unde a și β sunt constante și í distanța de la electrodul negativ. Dacă curba care reprezintă distribuția potențialului înainte de descărcare taie curba reprezentând distribuția după descărcare, va trece o scânteie, în timp ce dacă nu o taie, nu poate avea loc nicio descărcare.

În Fig. 23, a, в reprezintă electrozii, CD distribuția potențialului în timpul descărcării. Dacă câmpul electric este uniform, curba care reprezintă distribuția potențialului înainte ca scânteia să treacă este o linie dreaptă precum ae, pe măsură ce intensitatea câmpului crește e se mișcă din ce în ce mai sus, prima

61.]

punctul în care intersectează curba reprezentând distribuţia potenţialului după descărcare fiind d. În acest caz, diferența de potențial dintre electrozi când scânteia trece este bd, astfel încât relația dintre diferența de potențial V și lungimea scânteii l este

V = a + βί́.

Când totuși câmpul electric nu este uniform, este posibil ca curba care reprezintă potențialul înainte de descărcare să intersecteze curba potențialului după descărcare, chiar dacă diferența de potențial înainte de descărcare este mai mică decât bd. va fi evident din Fig. 23, unde linia curbă reprezintă distribuția potențialului într-un câmp neregulat. Aici avem o schimbare foarte rapidă a potențialului în vecinătatea unuia dintre electrozi, urmată de o rată de schimbare relativ lentă la jumătatea distanței dintre ei. În acest caz, curbele se intersectează și ar avea loc o descărcare, deși diferența de potențial dintre electrozi este mai mică decât cea necesară pentru scântei într-un câmp uniform. Astfel, pentru lungimi egale de scânteie, diferența de potențial poate fi mai mică atunci când câmpul este variabil decât atunci când este uniform. Din nou, observăm că panta acestei curbe în vecinătatea electrodului a este mai abruptă decât cea a unei linii care unește a și d, cu alte cuvinte, intensitatea electromotoare maximă atunci când are loc descărcarea este mai mare atunci când câmpul este variabil decât atunci când acesta este uniformă. Ambele rezultate sunt confirmate de observațiile lui Baille și Paschen.

Pentru o teorie a descărcării scânteii cititorul este referit la discuția de la sfârșitul acestui capitol.

61.] Se spune uneori că motivul pentru care un strat subțire de gaz este mai puternic din punct de vedere electric decât unul gros este că o peliculă de gaz condensat este răspândit pe suprafața electrozilor și că acest film este mai puternic din punct de vedere electric decât gazul liber. . Totuși, această considerație, așa cum a subliniat Chrystal (Proc. Roy. Soc. Edin., 11, 1881-2, p. 487), este destul de incapabilă să explice variația puterii electrice, deoarece este evident că, dacă toate acestea ar fi fost de care trebuia luat în considerare descărcarea ar trece ori de câte ori intensitatea electromotoare era suficient de mare pentru a sparge acest film de gaz condensat, astfel încât această intensitate să fie constantă atunci când scânteia trecea indiferent de grosimea stratului de gaz liber.

62.]

Conexiunea dintre potențialul de scânteie și presiunea gazului.

62.] Natura generală a acestei conexiuni este următoarea: pe măsură ce presiunea gazului scade, diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime dată scade și ea, până când presiunea scade la o valoare critică în funcție de lungimea scânteii. , natura gazului, forma și dimensiunea electrozilor și a vasului în care este conținut gazul; la această presiune diferența de potențial este minimă, iar orice scădere ulterioară a presiunii este însoțită de o creștere a diferenței de potențial. Presiunea critică variază foarte mult cu lungimea scânteii; în experimentele domnului Peace, pe care le vom lua în considerare mai târziu, când lungimea scânteii era de aproximativ 1/100 de milimetru, presiunea critică era cea datorată aproximativ 250 mm. de mercur, în timp ce pentru scântei lungi de câțiva milimetri presiunea critică a fost mai mică decât cea datorată de 1 mm. de mercur.

63.] La presiuni considerabil mai mari decât presiunea critică, curba care reprezintă relația dintre diferența de potențial și pres-

Fig. 24.

Fig. 25.

axa de-a lungul căreia se măsoară presiunile. Astfel, Wolf, care a determinat (Wied. Ann. 37. 306, 1889) diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie prin aer, hidrogen, acid carbonic, oxigen și azot la presiuni care variază de la 1 la 5 atmosfere, a descoperit că intensitatea electromotoare, y, necesară pentru a produce o scânteie pe o lungime de 1 mm. între electrozi 5 cm. în rază când presiunea era de x atmosfere, poate fi exprimată prin următoarele ecuații:

Pentru hidrogen .

Pentru oxigen .

Pentru aer. ..

Pentru azot .

Pentru acidul carbonic

$y = 65{,}09x + 62$. $y = 96{,}0x + 44$. $y = 107x + 39$.

$y = 120{,}8x + 50$. $y = 102{,}2x + 72$.

64.] Pentru presiuni mai mici de o atmosferă, legătura dintre lungimea scânteii și presiune a fost investigată de Baille (Annales de

Chimie et de Physique, [5] 29, p. 181, 1883), Macfarlane (Phil. Mag. [5] 10, p. 389, 1880) și Paschen (Wied. Ann. 37, p. 69, 1889), care au constatat că relația este reprezentată grafic de foarte porțiuni ușor curbate ale unei hiperbole. Paschen (lcp 91) a făcut observația interesantă că atâta timp cât produsul dintre densitate și lungimea scânteii este constant, potențialul de scânteie este pentru un interval considerabil de constantă de presiune pentru același gaz. Acest rezultat poate fi exprimat și spunând că potențialul de scânteie pentru un gaz poate fi exprimat în termeni de raportul dintre lungimea scânteii și calea liberă medie a moleculelor de gaz. Curbele prezentate în Fig. 24, care reprezintă pentru aer, hidrogen și acid carbonic relația dintre potențialul de scânteie în unități electrostatice ca ordonate și produsele presiunii gazului în centimetri de mercur și lungimea scânteii în centimetri ca abscise. , par să arate că această relație este aproximativ una liniară.

65.] Experimentele precedente au fost făcute la presiuni mult mai mari decât presiunea critică. O serie de experimente foarte interesante au fost făcute în ultima vreme de domnul Peace în Laboratorul Cavendish, Cambridge, asupra formei acestor curbe în vecinătatea presiunii critice. În aceste experimente diferența de potențial a putut fi determinată cu mare acuratețe, deoarece a fost produsă de un număr mare de celule de stocare mici ale căror EMF puteau fi foarte ușor determinate. Curbele domnului Peace sunt

reprezentat în Fig. 25, 26,   Fig. 26.

27, 28. Fig. 25 reprezintă

relația dintre diferența de potențial în aer și presiune pentru lungimi de scânteie care variază de la .0010 cm. până la .2032 cm. Fig. 26 reprezintă relația dintre intensitatea electromotoare și presiunea pentru aceleași lungimi de scânteie, iar Fig. 27

Fig. 27.

relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii pentru o serie de presiuni diferite: curba reprezentând relația dintre intensitatea electromotoare și lungimea scânteii este dată în Fig. 28. Se va vedea că aceste curbe prezintă câteva puncte de mare interes. În primul rând, Fig. 25 arată cât de mult depinde presiunea critică de lungimea scânteii; acest

se va vedea și din următorul tabel:

Lungimea scânteii.	Diferența de potențial minimă.	Presiune critică.
.0010 cm.	326 volți.	250 mm.
.00254 cm.	330 volți.	150 mm.
.00508 cm.	333 volți.	110 mm.
.01016 cm.	354 volți.	55 mm.
.02032 cm.	370 volți.	35 mm.

Astfel, atunci când lungimea scânteii a fost mărită de douăzeci de ori, presiunea critică a fost redusă de la 250 mm. până la 35 mm. O altă caracteristică foarte remarcabilă este variația mică a diferenței minime de potențial necesară pentru a produce scânteia. În tabelul precedent există o gamă foarte considerabilă de presiune, dar variația diferenței de potențial este comparativ

65.]

mic. Domnul Peace a făcut și el observația interesantă că nu putea produce o scânteie, indiferent de aproape a pus electrozii împreună sau oricum presiunea a fost modificată, dacă diferența de potențial era mai mică de ceva peste 300 de volți. În această privință, gazele par să semene cu electroliții care necesită o diferență finită de potențial pentru a produce un curent constant prin ei. Această constanță în valoarea minimă a potențialului necesar producerii unei scântei pare o dovadă suplimentară că trecerea scânteii este reglată mai mult de valoarea diferenței de potențial decât de cea a intensității electromotoare. Un alt lucru de remarcat despre curbele din fig. 25 este modul în care acestea devin din ce în ce mai plate pe măsură ce lungimea scânteii scade: planeitatea curbei corespunzătoare lungimii scânteii de 0,0010 cm sau 0,0004 inci este astfel. remarcabil că dau numerele din care a fost extras:—

Lungimea scânteii .00101 cm.

Presiune în mm. a lui Mercur.	Diferența de potențial în volți. Intensitatea electromotoare.
20	4331420
30	3981310
40	3801245
50	3701215
60	3571170
70	3531160
80	3491145
90	3461135
100	3431125
120	3371105
140	3321090
160	3301085
180	3291080
200	3281075
240	3261070
280	3271072
300	3281075

Curbele care reprezintă relația dintre diferența de potențial și presiune pentru diferite lungimi de scânteie se taie reciproc; acest lucru indică faptul că la o presiune mai mică decât cea în care curbele sunt tăiate, este nevoie de o diferență de potențial mai mare pentru a produce scânteia scurtă decât o face pe cea lungă. Acest aspect a fost deja luat în considerare în art. 53.

Fig. 28.

66.] Legătura dintre presiunea critică și lungimea scânteii demonstrează că gazul la presiunea critică la transportul descărcării electrice are o structură a cărei măsură liniară a grosierului este comparabilă cu lungimea scânteii. Această lungime a scânteii este mult mai mare decât calea liberă medie a moleculelor și, prin urmare, aceste experimente arată că un gaz care transportă descărcări electrice posedă o structură mult mai grosieră decât cea recunoscută de teoria cinetică obișnuită a gazelor. Pentru natura acestei structuri trebuie să ne referim la teoria generală a descărcării electrice dată la sfârșitul acestui capitol.

67.] Deși mărimea presiunii critice depinde, după cum am văzut, în foarte mare măsură de distanța dintre electrozi, existența efectivă a unei presiuni critice nu pare să depindă de prezența electrozilor. În art. 74 este descrisă o metodă prin care poate fi produsă o descărcare inelar fără sfârşit într-un bec care conţine gaz la o presiune scăzută; în acest caz, descărcarea este în gaz pe tot parcursul cursului său și nu există electrozi. Dacă într-un astfel de experiment becul este

conectat la o pompă de aer se va constata că atunci când presiunea gazului din bec este mare, nu se vede nicio descărcare; cu toate acestea, presiunea este redusă o descărcare apare treptat și crește în luminozitate până când presiunea este redusă la o mică fracțiune de milimetru, când luminozitatea este maximă; când presiunea este redusă sub această valoare, descărcarea are dificultăți mai mari în trecere, devine din ce în ce mai slabă și în cele din urmă se oprește cu totul când epuizarea este foarte mare. Acest experiment arată că există o presiune critică chiar și atunci când nu există electrozi, dar că este mult mai mică decât într-un tub de dimensiuni obișnuite când se folosesc electrozi.

68.] De la Rue și Hugo Muller (Proc. Roy. Soc. 35, p. 292, 1883), folosind descărcarea obișnuită cu electrozi, au constatat că presiunea

critică depinde de diametrul tubului în care se află gazul rarefiat. limitat, presiunea critică scade pe măsură ce diametrul tubului crește.

Diferența potențială necesară pentru a produce scântei prin diferite gaze.

69.] Diferența de potențial necesară pentru a trimite o scânteie între aceiași electrozi, separați de aceeași distanță, depinde, după cum a constatat Faraday, de natura gazului din jurul electrozilor: astfel, de exemplu, diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteia de lungime dată în hidrogen este mult mai mică decât în aer. Măsurătorile diferențelor de potențial necesare pentru a produce descărcarea printr-o serie de gaze au fost făcute, printre alții, de Faraday, Baille (Annales de Chimie et de Physique, [5] 29, p. 181, 1883), Liebig (Phil. Mag). [5] 24, p. 106, 1887), Paschen (Wied. Ann. 37, p. 69, 1889). Rezultatele obținute de diferiți observatori par să difere foarte mult. Acest lucru va fi observat din următorul tabel, în care Paschen oferă raportul dintre diferența de potențial necesară pentru a produce scântei prin hidrogen sau acid carbonic și diferența de potențial necesară pentru a produce scântei printr-un strat de aer de aceeași grosime, presiunea pentru toate gazele fiind de 750 mm. de mercur.

Lungimea scânteii în centimetri.	Hidrogen.			Acid carbonic.		
	Baille.	Liebig.	Paschen.	Baille.	Liebig.	Paschen.
.1	.49	.873	.639	1.67	1.20	1.05
.2	.49	.787	.578	1.24	1.16	.988
.3	.50	.753	.560	.94	1.07	.962
.4	.50	.704	.553	.76	1.03	.930
.5	.50	.670	.548		.994	.910
.6		.656	.555		.974	.940

Se va vedea că, deși numerele obținute de diferiți observatori diferă foarte mult, toți sunt de acord în a face acidul carbonic mai puternic decât aerul pentru scântei scurte și mai slab decât acesta pentru mult timp. Acest lucru ar indica faptul că în formulă

$$V = a + \beta ï,$$

care dă potențialul de scânteie V în ceea ce privește lungimea scânteii l, a pentru acidul carbonic este mai mare decât a pentru aer, în timp ce β pentru acidul carbonic este mai mic decât β pentru aer.

Se va vedea din Fig. 24, care conține curbele lui Paschen care arată relația dintre diferența de potențial și presiunea pentru aer, hidrogen și oxigen, că aceste curbe se întrerup reciproc; astfel, relația dintre „tăria lor electrică” depinde în mare măsură de presiune. Curbele lui Liebig pentru aer, hidrogen, oxid carbonic și gaz de cărbune au fost date în Fig. 19.

70.] Rontgen (Gottinger Nachrichten, 1878, p. 390) a ajuns la concluzia că diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime dată în diferite gaze era, aproximativ, invers proporțională cu calea liberă medie a moleculelor de gaz. . Această aproximare, dacă există, trebuie să fie extrem de grosieră, pentru că am văzut că relația dintre diferențele de potențial necesare pentru a produce scântei prin diferite gaze depinde de lungimea scânteii și de presiunea gazelor. Dacă rezultatul constatat de domnul Peace pentru aer (Art. 65), – că diferența minimă de potențial necesară pentru a produce o scânteie variază foarte puțin cu lungimea scânteii – ar fi valabil și pentru alte gaze, ar fi mult mai multe probabilitatea ca această diferență de potențial minimă să fie conectată cu o proprietate fizică sau chimică a gazului, decât diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime arbitrară la o presiune aleasă la întâmplare fiind astfel conectată.

71.] Dacă un gaz permanent într-un vas închis este încălzit până la 300° C, potențialul de descărcare nu se modifică (vezi Cardani, Rend. della R. Acc. dei

72.]

Lincei, 4, p. 44, 1888; JJ Thomson, Proc. Camb. Phil. Soc., voi. 6, p. 325, 1889): dacă totuși vasul este deschis astfel încât presiunea să rămână constantă, se va produce o scădere a potențialului de descărcare datorită scăderii densității. Când temperatura devine atât de ridicată încât în gaz au loc schimbări chimice, cum ar fi disocierea, potențialul de descărcare poate scădea la zero.

S-au făcut un număr mare de experimente privind „rezistența electrică” relativă a aerului umed și uscat. Singurul observator care pare să fi găsit vreo diferență este Baille, iar în cazul lui diferența a fost atât de mare încât să facă probabil ca o parte din vaporii de apă să fi condensat în picături.

Fenomene care însoțesc descărcarea electrică la presiuni joase.

72.] Când descărcarea trece între electrozii metalici sigilați într-un tub umplut cu gaz la presiune scăzută, aspectul pe care îl prezintă este foarte complicat: multe dintre efectele observate în tub sunt totuși datorate în mod evident acțiunii electrozilor, deoarece fenomenele de la anod sunt foarte diferite de cele de la catod; de aceea, pare de dorit să începem studiul fenomenelor prezentate în tuburile vidate prin investigarea descărcării atunci când nu sunt prezenți electrozi.

73.] Dacă dorim să producem descărcarea fără sfârșit într-un vas închis fără electrozi, trebuie să producem într-un fel sau altul, în jurul unei curbe închise în vas, o forță electromotoare suficient de mare pentru a sparge izolația gazului. Deoarece, pentru ca descărcarea să aibă loc, forța electromotoare în jurul unei curbe închise trebuie

să fie finită, nu poate fi produsă electrostatic, trebuie să folosim forțele electromotoare produse de inducția electromagnetică și să facem curba închisă din vasul epuizat practic secundară. a unei bobine de inducție. Ca element principal al acestei bobine de inducție, am folosit un fir care conectează acoperirile interioare și exterioare ale unui borcan Leyden; când borcanul este descărcat prin fir, curenți enormi trec pentru scurt timp înapoi și înainte de-a lungul firului, curenții când firul este scurt și borcanul mic inversându-și direcția de milioane de ori într-o secundă. Avem astfel aici toate elementele esențiale pentru producerea unei forțe electromotoare foarte mari în jurul secundarului, adică. un curent foarte intens în primar și o rată de alternanță extrem de rapidă a acestui curent; și deși forța electromotoare durează doar pentru un timp extrem de scurt, ea

durează suficient pentru a produce descărcarea prin gaz și pentru a ne permite să studiem aspectul acestuia.

74.] Două metode convenabile de producere a descărcării sunt prezentate în Fig. 29: în cel din dreapta se folosesc două borcane, ale căror învelișuri exterioare (a și b) sunt conectate printr-un fir în care sunt câteva spire c. făcut; c formează bobina primară. Învelișurile interioare ale acestor borcane sunt conectate, unul la un terminal e al unei mașini electrice Wimshurst sau al unei bobine de inducție, celălalt înveliș la F, celălalt terminal al unei astfel de mașini. Dacă tuburile în care se observă descărcarea sunt becuri sferice, acestea se plasează în interiorul bobinei c; dacă sunt tuburi nesfârșite, acestea sunt plasate chiar în afara acestuia. Când diferența de potențial dintre e și f devine suficient de mare pentru a genera scântei peste ef, borcanele sunt descărcate și se instalează oscilații electrice în firul acb. Curenții oscilatori din primar produc o intensitate electromotoare mare în vecinătatea acestuia, suficientă în condiții favorabile pentru a determina trecerea unei descărcări strălucitoare prin gazul rarefiat din becul plasat în interiorul bobinei.

Fig. 29.

Am descris la art. 26 modul în care tuburile Faraday, care înainte de a avea loc scânteia se aflau în principal în sticlă între cele două învelișuri ale borcanelor, se răspândeau prin regiunea din afara borcanelor, de îndată ce trece descărcarea, păstrându-și capetele pe firul acb. . Ei vor trece în călătoria lor prin becul din bobina c și, dacă se adună acolo în număr suficient, forța electromotoare va fi suficientă pentru a determina trecerea unei descărcări prin gaz. Orice care concentrează

Tuburile Faraday din bec vor crește luminozitatea descărcării prin acesta.

75.] Este necesar să se prevină ca bobina c să ajungă la un potențial ridicat înainte de trecerea scânteii, altfel poate induce o electrizare negativă pe părțile din interiorul becului de sticlă cele mai apropiate de acesta și o electrizare pozitivă pe părțile mai îndepărtate: atunci când potențialul bobinei scade brusc ca urmare a trecerii scânteii, electricitatea pozitivă și negativă se vor precipita împreună și, astfel, pot trece prin gazul rar din bec și pot produce luminozitate. Această luminozitate se va răspândi în tot becul și nu va fi concentrată într-un inel bine dehned, așa cum este atunci când ia naștere din forța electromotoare din cauza curenților alternativi care trec de-a lungul firului acb. Acest efect poate explica diferența în aspectul prezentat de descărcare în experimentele următoare, unde descărcarea trece ca un inel strălucitor, față de cel observat de Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 138, 1884), care a obținut descărcarea într-un tub prin răsucirea în jurul acestuia a unui fir care leagă cele două învelișuri ale unui borcan Leyden: în experimentul lui Hittorf luminozitatea pare să fi cuprins tubul și să nu fi fost concentrată într-un inel strălucitor. Pentru a preveni aceste efecte electrostatice, din cauze care acţionează înainte de începerea oscilaţiilor electrice în fire, bobina c este conectată la pământ, iar ca măsură suplimentară tubul de descărcare poate fi separat de bobină printr-un ecran de hârtie absorbantă umezită cu acid diluat. Hârtia tampon umedă este un conductor suficient de bun pentru a îndepărta orice efect pur electrostatic, dar nu suficient de bun pentru a interfera într-o măsură apreciabilă cu forțele electromotoare care decurg din curenții alternativi rapid.

76.] Dacă C este capacitatea borcanelor, L coeficientul de autoinducție a circuitului de descărcare, atunci dacă diferența de potențial dintre bornele mașinii electrice este inițial Vo, 7 curentul prin fir la un moment dat t după ce scânteia a trecut va fi (Cap. IV) dat de ecuație

CVo t

(LC) 2 (LC) 2

presupunând ca o aproximare foarte grosieră că nu există nicio degradare din cauza rezistenței sau radiației în vibrații.

Rata de variație a curentului, 7, este astfel dată de ecuația . Votează

L (LC) 2

77.]

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

Astfel, dacă M este coeficientul de inducție reciprocă între circuitul primar și un circuit secundar, forța electromotoare maximă în jurul secundarului va fi MV_0/L, care pentru o lungime dată de scânteie este independentă de capacitatea borcanelor. Dar deși forța electromotoare maximă nu depinde de capacitatea borcanelor, oscilațiile vor dura mai mult atunci când borcanele au o capacitate mare decât atunci când au una mică, deoarece energia de la început este mai mare; prin urmare, deși este posibil să obțineți descărcarea cu borcane a căror capacitate nu este mai mare de 70 sau 80 în măsură electrostatică, nu este atât de strălucitoare ca atunci când sunt utilizate capacități mai mari. Cel mai bun număr de spire de utilizat în bobină este cel care face ca M/L să fie maxim. Dacă n este numărul de spire, atunci M și L vor avea, respectiv, formele $\beta\eta$ și $L_0 + an^2$, unde a și β sunt constante și L_0 autoinducția părții de fir acb neinclusă în bobină; astfel M/L va fi de forma

$$\frac{\beta\eta}{L_0 + an^2},$$

iar acesta este un maxim atunci când $L_0 = an^2$, adică atunci când autoinducția în bobină este egală cu cea din restul circuitului. Deși forța electromotoare este cea mai mare în acest caz, în practică se constată că este mai bine să sacrifici puțin din forța electromotoare de dragul prelungirii vibrațiilor; acest lucru se poate realiza prin creșterea autoinducției bobinei. Prin urmare, este recomandabil să folosiți mai multe spire în bobină decât este indicat de regula precedentă.

Aspectul Descărcării.

77.] Să presupunem că un bec fuzionat pe o pompă de aer este plasat în bobina c și că borcanele sunt păstrate scânteie în timp ce becul este epuizat. Când presiunea este mare, în interiorul becului nu se observă nicio descărcare; dar când epuizarea a continuat până când presiunea aerului a scăzut la un milimetru de mercur sau cam atât, se vede un fir subțire de lumină roșiatică înconjurând becul în zona bobinei. Pe măsură ce epuizarea continuă și mai departe, luminozitatea acestui fir crește rapid, precum și grosimea acestuia; de asemenea, își schimbă culoarea, pierzând nuanța roșie și devenind albă. Continuând epuizarea, luminozitatea atinge un maxim și descărcarea trece ca un inel foarte luminos și bine dehned. Când presiunea este încă mai scăzută, luminozitatea

de asemenea, se diminuează, până când când se ajunge la un vid extrem de bun, nicio descărcare nu este nicio trecere. Presiunea la care luminozitatea este maxima este mult mai mica decat presiunea la care rezistenta electrica este minima intr-un tub prevazut cu electrozi si comparabil ca marime cu marimea becului; prima presiune este în aer mai

mică de 1/200 de milimetru de mercur, în timp ce cea din urmă este de aproximativ o jumătate de milimetru.

78.] Vedem din acest rezultat că dificultatea cu care se întâmpină trecerea descărcarii printr-un tub vid obișnuit atunci când presiunea este foarte scăzută nu se datorează în totalitate dificultății de a trece electricitatea de la electrozi în gaz. , dar că apare și în tuburile fără electrozi, deși în acest caz presiunea critică este mult mai mică.

79.] Existența unei presiuni critice poate fi demonstrată cu ușurință și prin introducerea unor niște mercur în bec și, când becul a fost bine epuizat, scoaterea restului de aer prin încălzirea mercurului și umplerea becului cu vapori de mercur. După ce acest proces a fost repetat de două sau trei ori, becul ar trebui să fie scos din pompă când este plin cu vapori de mercur. Va fi posibil să se obțină o descărcare prin acest bec doar într-un interval restrâns de temperatură, între aproximativ 70° și 160° C; când becul este mai rece decât acesta, presiunea vaporilor de mercur este prea mică pentru a permite trecerea debitului; când este mai cald, presiunea vaporilor este prea mare.

Presiunea critică poate fi demonstrată și prin utilizarea principiului că un conductor echipează intensitățile electromotoare din cauza curenților care se alternează rapid, în timp ce un izolator nu o face. În acest scop folosim două becuri de sticlă unul în interiorul celuilalt, becul interior conținând gaz la o astfel de presiune încât descărcarea să poată trece liber prin el. Becul exterior nu conține decât mercur și vapori de mercur și este preparat în modul descris mai înainte. Dacă bobina primară este plasată în jurul becului exterior, atunci, atunci când becul este rece, descărcarea trece prin bulbul interior, dar nu prin exterior, arătând că la această presiune scăzută conductivitatea vaporilor din bulbul exterior nu este. suficient de mare pentru ca vaporii să acționeze ca un ecran electric pentru becul interior. Dacă, totuși, bulbul exterior este încălzit, presiunea de vapori a mercurului crește și, odată cu aceasta, conductivitatea; o descărcare trece acum prin bulbul exterior, dar nu prin interior, vaporii de mercur acționând ca un ecran. Când temperatura bulbului exterior este încă mai crescută, presiunea vaporilor de mercur

80.]

devine atât de mare încât încetează să conducă, iar descărcarea, ca la început, trece prin bulbul interior, dar nu prin exterior.

80.] Aceste experimente arată că după ce a trecut o anumită epuizare, dificultatea de a trece o descărcare printr-un tub foarte epuizat crește pe măsură ce epuizarea crește. Acest rezultat este în opoziție directă cu o teorie care a găsit favoarea unor fizicieni, adică. că un vid este un conductor de electricitate. Motivul invocat pentru această credință este că atunci când descărcarea trece prin tuburi extrem de epuizate prevăzute cu electrozi, dificultatea pe care

o întâmpină în trecerea printr-un astfel de tub, deși foarte mare, pare să fie aproape la fel de mare pentru un tub scurt ca și pentru un tub scurt. unul lung; de aici s-a ajuns la concluzia că rezistența la descărcare este localizată la electrozi și că atunci când electricitatea a reușit să iasă din electrod nu are nicio dificultate în a-și croi drum prin gazul rar. Dar, deși nu există nicio îndoială că într-un tub foarte epuizat creșterea potențialului aproape de catod este mare în comparație cu creșterea unității de lungime a gazului în altă parte, nu rezultă deloc că acesta din urmă dispare sau că se diminuează continuu. este pe măsură ce presiunea scade. Experimentul pe care tocmai l-am descris pe becul fără electrozi arată că nu. Numeroase alte experimente de feluri foarte diferite indică concluzia că un vid nu este un conductor. Astfel, Worthington (Nature, 27, p. 434, 1883) a arătat că atracția electrostatică era exercitată în cel mai bun vid pe care îl putea produce și că în interiorul acestuia ar funcționa un electroscop cu foiță de aur. Ayrton și Perry (Ayrton's Practicai Electricity, p. 310) au determinat capacitatea electrostatică a unui condensator în vid în care au estimat presiunea la numai 0,001 mm. de mercur. Dacă aerul la această presiune ar fi fost un bun conductor, capacitatea electrostatică ar fi fost infinită, în loc să fie, după cum au descoperit ei, mai mică decât la presiunea atmosferică. Din nou, dacă acceptăm teoria electromagnetică a luminii a lui Maxwell, un vid nu poate fi conductor sau ar fi opac și nu ar trebui să primim nicio lumină de la soare sau de la stele.

81.] Descărcarea are dificultăți considerabile în trecerea prin joncțiunea unui metal și a gazului rarefiat. Acest lucru poate fi demonstrat cu ușurință prin plasarea unei diafragme metalice peste bulbul în care are loc descărcarea, având grijă ca diafragma să se extindă până la suprafața sticlei. În acest caz, descărcarea nu traversează placa metalică, ci formează două circuite închise separate, un circuit fiind pe o parte a diafragmei,

celălalt pe celălalt. Natura descărcării este prezentată în Fig. 30, în care se vede că se deplasează pe o distanță relativ mare în

gaz rare pentru a evita necesitatea traversării unei plăci subțiri a unui foarte bun conductor. Dacă bulbul, în loc să fie doar divizat în două de o diafragmă, este împărțit în șase sau mai multe regiuni de un număr adecvat de diafragme, se va găsi o problemă de mare dificultate pentru a obține orice descărcare prin el. . De fapt, placa metalică se comportă în acest caz aproape exact ca o placă dintr-o substanță izolatoare cum ar fi mica, care, atunci când este continuă, rupe descărcarea în atâtea circuite câte regiuni sunt formate de mică.

Fig. 30.

Fig. 31.

diafragme. Atunci când orificiile mici sunt găurite prin diafragmele de mică, descărcarea nu va fi împărțită în circuite separate, ci va trece prin aceste găuri. Prin alegerea corectă a poziției găurilor față de cea a bobinei primare, putem obține o descărcare nedivizată într-o parte a circuitului care se ramifică în vecinătatea diafragmei în atâtea descărcări separate câte găuri există prin fiecare parte a plăcii de mica. . Aspectul prezentat de descărcare atunci când există două găuri pe fiecare parte a plăcii de mică este prezentat în Fig. 31.

82.] Un gaz rarehed este de obicei privit ca un conductor extrem de prost, iar experimentele multor observatori, cum ar fi cele ale lui Hittorf, De la Rue și Hugo Muller, au arătat că atunci când un tub prevăzut cu electrozi în în mod obișnuit și împletit cu un astfel de gaz este plasat într-un circuit în care există o forță electromotoare dată, produce o scădere a intensității curentului la fel de mare pe cât ar produce o rezistență de câteva milioane de ohmi. Această mare rezistență aparentă, atunci când presiunea gazului este

nu prea scăzut, se datorează însă în principal dificultății pe care o are descărcarea de a trece de la electrozi în gaz. Dacă investigăm cantitatea de curent transmisă de o forță electromotoare dată în jurul unui circuit conectat exclusiv la gazul rare, constatăm că, în loc să fie conductori extrem de prost, gazele rare (la o presiune nu prea scăzută) sunt, pe dimpotrivă, cele surprinzător de bune, având conductivități moleculare – adică conductivități specifice împărțite la numărul de molecule în unitate de volum – enorm mai mari decât cele ale oricăror electroliți cu care suntem familiarizați.

83.] Nu putem folosi nici una dintre metodele obișnuite de măsurare a rezistențelor pentru a măsura rezistența gazelor rare la aceste descărcări fără electrod; dar în timp ce frecvența foarte mare a curenților prin bobina noastră primară face ca metodele obișnuite de măsurare a rezistențelor să fie impracticabile, în același timp, face disponibile și alte metode care ar fi inutile dacă curenții ar fi constant sau ar varia doar lent. O astfel de metodă, care este foarte ușor de aplicat, se bazează pe modul în care plăcile realizate din conductori previn acțiunea curenților alternativi rapid. Dacă o placă conducătoare este plasată între un circuit primar care transportă un curent alternativ rapid și o bobină secundară, acțiunea electromagnetică a curenților induși în placă va fi opusă celei a curenților din primar, astfel încât interpunerea plăcii se va diminua. intensitatea curenţilor induşi în secundar. Când avem de-a face cu curenți prin primar cu frecvențe la fel de înalte ca cele produse de descărcarea unui borcan Leyden, cea mai subțire placă a oricărui metal este suficientă pentru a îndepărta complet primarul de secundar și nu se produc curenți deloc în acesta din urmă când se interpune o placă metalică între acesta și primar; prin urmare, nu am putea folosi această metodă în mod convenabil pentru a distinge între conductivitățile diferitelor metale. Dacă totuși, în loc de o placă de metal, folosim un strat de electrolit, conductivitatea electrolitului

nu este suficientă pentru a îndepărta din secundar efectul primar, cu excepția cazului în care stratul are o grosime de câțiva milimetri și cu atât conductivitatea este mai slabă. cu atât mai gros va fi stratul de electrolit necesar pentru a reduce acțiunea primarului asupra secundar la o anumită fracțiune din valoarea sa netulburată. Comparând grosimile straturilor de electroliți diferiți care produc același efect atunci când sunt interpuse între primar și secundar, putem, deoarece această grosime este proporțională cu rezistența specifică, să determinăm

conductivitatea electroliților pentru curenți alternativi foarte rapid (vezi JJ Thomson, Proc. Roy. Soc. 45, p. 269, 1889).

84.] Conductivitatea unui gaz rarefiat poate fi comparată pe acest principiu cu cea a unui electrolit în felul următor: a, b, c, Fig. 32, reprezintă secțiunea unui vas de sticlă în formă de ceva asemănător unui calorimetru Bunsen; în porţiunea interioară abc a acestui vas, care este expusă aerului, se plasează un tub epuizat. Un tub din vasul exterior duce la o pompă de mercur care ne permite să-i modificăm presiunea după bunul plac. Bobina primară lm este înfăşurată în jurul tubului exterior. Când aerul din tubul exterior este la presiunea atmosferică, prin tubul e trece o descărcare cauzată de acțiunea primarului; dar când presiunea gazului din tubul exterior este redusă până când o descărcare trece prin acesta, descărcarea în e se oprește, arătând că curenții induși în gazul din vasul exterior au fost suficient de intensi pentru a neutraliza acțiunea directă a primarului. bobină pe tubul din E.

Pentru a compara intensitatea curenților prin gazul rarefiat cu cei produși în circumstanțe similare într-un electrolit, vasul exterior abc, Fig. 32, prin care a trecut descărcarea, este deconectat de la pompă, iar porțiunea care a fost anterior. fost ocupat de gazul rarefiat se umple cu apă, la care se adaugă treptat acid sulfuric. Apa pură nu pare să producă nici un efect asupra strălucirii deversării în e, dar pe măsură ce se adaugă din ce în ce mai mult acid sulfuric în apă, descărcarea în e devine din ce în ce mai slabă, până când este de aproximativ 25* la sută. în volum de acid sulfuric s-a adăugat efectul produs de electrolit pare să fie cât se poate de aproape același cu cel produs de gazul rarefiat. Astfel curenții

prin gazul rarefiat, deoarece au produs același efect de ecranare, trebuie să fie la fel de intense ca și cele prin 25 la sută. soluție de acid sulfuric. Prin urmare, conductivitatea gazului trebuie să fie la fel de mare ca cea a amestecului de acid sulfuric și apă, care este unul dintre cei mai buni conductori lichidi pe care îi cunoaștem. Acest efect de ecranare poate fi produs de cei rarefiați

*Procentul real depinde de presiunea gazului, precum și de ce fel de gaz este; cifrele date mai sus se referă la un experiment real.

Fig. 32.

gaz atunci când presiunea sa este la fel de scăzută ca cea datorată 1/100 mm. de mercur, în timp ce numărul de molecule de acid sulfuric într-o proporție de 25 la sută. soluția este așa cum ar produce, dacă acidul sulfuric ar fi în stare gazoasă, o presiune de aproximativ 100 de atmosfere. Astfel, comparând conductivitatea pe moleculă a gazului și a electrolitului, conductivitatea moleculară a gazului este de aproximativ șapte milioane și jumătate de ori mai mare decât a acidului sulfuric. Relația pe care o poartă conductivitatea moleculară a gazului cu cea a unui electrolit, care produce același efect în protejarea efectelor primarului, depinde de lungimea scânteii care trece între borcane și deci de intensitatea electromotoare care acționează asupra gaz: cu alte cuvinte, conducția prin aceste gaze nu respectă legea lui Ohm: conductivitatea în loc să fie constantă crește odată cu intensitatea electromotoare. La asta ar trebui să ne așteptăm dacă privim descărcarea prin gaz ca fiind datorată divizării moleculelor sale: cu cât este mai mare intensitatea electromotoare, cu atât este mai mare numărul de molecule care sunt divizate și care participă la conducerea electricității.

85.] O altă metodă prin care putem demonstra marea conductivitate a acestor gaze rarefiate la presiuni când conduc cel mai bine este prin măsurarea energiei absorbite de un circuit secundar format din gaz rarefiat atunci când sunt plasate în interiorul unui circuit primar de transport. - folosirea unui curent alternativ rapid. Vom vedea, capitolul IV, că atunci când un conductor, a cărui conductivitate este comparabilă cu cea a electroliților, este plasat în interior

bobina primară, cantitatea de energie absorbită în   Fig. 33.

unitatea de timp este proporțională cu conductivitatea conductorului; astfel încât dacă măsurăm absorbția de energie prin porțiuni egale și similare a doi electroliți putem găsi raportul conductivităților acestora. În cazul acestor descărcări fără electrozi putem compara cu ușurință absorbția de energie de către două circuite secundare diferite în felul următor. În circuitul primar care conectează învelișurile exterioare a două borcane se realizează două bucle, a și B, Fig. 33, se pune un bec standard în a și substanța trebuie examinată în b. Atunci când o cantitate mare de energie este absorbită de secundarul din B, luminozitatea descărcării prin becul plasat în a este diminuată, iar observând luminozitatea acestei descărcări putem estima dacă absorbția de energie de către două secundare diferite plasate în ʙ este la fel. Dacă, acum, un bec epuizat să fie plasat în ʙ, cel

luminozitatea descărcării becului este imediat diminuată; într-adevăr, nu este dificil să reglați scânteia prin care borcanele sunt descărcate, încât o descărcare strălucitoare trece într-o când becul в este în afara bobinei și nicio descărcare vizibilă atunci când este în interiorul bobinei. Pentru a compara absorbția de energie de către gazul rar cu cea de către un electrolit, trebuie doar să umplem becul cu un electrolit și să modificăm puterea electrolitului până când becul, atunci când este umplut cu el, produce același efect ca atunci când conținea rar. gaz. Se va constata că pentru a produce o absorbție de energie la fel de mare ca cea datorată unui bec relativ ineficient alimentat cu aer rar, trebuie introdusă în bec o soluție foarte puternică de electrolit; în timp ce un bec care este epuizat la presiunea la care produce efectul maxim absoarbe o cantitate mai mare de energie decât atunci când este folosit chiar și cu cel mai bun electrolit conducător pe care îl putem obține. Concluzionăm din aceste experimente că intensitățile electromotoare foarte mari care sunt produse de descărcarea unui borcan Leyden pot, atunci când nu sunt utilizați electrozi, să trimită printr-un gaz rarehed atunci când presiunea nu este prea mică, curenți mult mai mari decât ar putea aceleași intensități electromotoare. trimite chiar și prin cel mai bun amestec conductor de apă și acid sulfuric.

Rezultatele tocmai citate arată că conductivitatea, dacă este estimată pe moleculă care participă la descărcare, este mult mai mare pentru gazele rare decât chiar și pentru metale precum cuprul sau argintul.

86.] Valorile mari ale conductivităților acestor gaze rare atunci când nu sunt utilizați electrozi sunt în contrast izbitor cu valorile aproape inhnitesimale care se obțin atunci când electrozii sunt prezenți. Aceasta ilustrează reticența pe care descărcarea trebuie să o treacă prin joncțiunea unui gaz rarehed și a unui metal: experimentele descrise la art. 81 sunt o dovadă foarte directă a acestei particularități a descărcării. Pare să fie indicat, deși poate nu chiar atât de direct, de unele experimente făcute de Liveing și Dewar (Proc. Roy. Soc. 48, p. 437, 1890) asupra spectrului de descărcare. Ei au descoperit că spectrul unei descărcări care trece printr-un gaz care ține în suspensie o cantitate considerabilă de praf metalic nu prezintă niciuna dintre liniile metalului. Aceasta este ceea ce ar trebui să ne așteptăm de la experimentele descrise la art. 81, deoarece acestea arată că descărcarea ar avea un curs foarte rotund pentru a evita trecerea prin metal.

87.] Există unele indicii că această reticență a deversării de a trece de la o substanță la alta se extinde și în cazul în care ambele substanțe sunt în stare gazoasă și atunci când descărcarea trece.

88.]

printr-un amestec de două gaze a și b, descărcările prin a și respectiv prin в sunt mai degrabă în paralel decât în serie: cu alte cuvinte, lanțurile polarizate de molecule, care se formează înainte ca

descărcarea să treacă, constau în unele molecule. și unele dintre molecule в, dar că lanțurile care transportă descărcarea nu constau parțial din a și parțial din molecule в. Astfel, dacă descărcarea trece printr-un amestec de hidrogen și azot, lanțurile în care moleculele se despart și de-a lungul cărora trece electricitatea pot fi fie lanțuri de hidrogen, fie lanțuri de azot, dar nu lanțuri care conțin atât hidrogen, cât și azot. Acest lucru pare să fie indicat de faptul că, atunci când descărcarea trece printr-un amestec de hidrogen și azot, spectrul de descărcare poate, deși este prezentă o cantitate considerabilă de azot, să nu arate decât liniile de hidrogen.

Observațiile lui Crookes cu privire la striațiile într-un amestec de gaze (Presi-dential Address to the Society of Telegraph Engineers, 1891) par, de asemenea, să aducă la concluzia că evacuările prin diferitele gaze din amestec sunt separate; căci a constatat că, atunci când în tubul de refulare sunt prezente mai multe gaze, diferite seturi de striații, art. 99, se găsesc atunci când descărcarea trece prin tub, spectrul porțiunilor luminoase ale striei într-un singur set arătând liniile unuia, și numai unul dintre gazele din amestec; spectrul altui set arătând liniile altuia dintre gaze și așa mai departe, indicând că evacuările prin componentele amestecului sunt distincte.

88.] Când descărcarea poate continua în același mediu pe tot drumul, ea poate parcurge distanțe remarcabil de lungi, chiar dacă cea mai mare parte a secundarului poate avea o astfel de formă încât să nu adauge nimic forței electromotoare care acționează în jurul lui. Astfel, de exemplu, descărcarea va trece printr-un secundar foarte lung, chiar dacă tubul din care este alcătuit acest secundar.

este îndoită în sus, astfel încât cea mai mare parte a acestuia să fie în unghi drept cu electromo-

Fig. 34.

intensitatea activă care acționează asupra acesteia. Folosind bobine pătrate cu mai multe spire pentru primare, am reușit să trimit descărcări prin tuburi de acest fel de peste 12 picioare lungime. Pe de altă parte, nu va exista nicio descărcare printr-un gaz rarehed dacă forma tubului în care este conținut este astfel încât forța electromotoare în jurul acestuia este fie zero, fie foarte mică: este imposibil, de exemplu, să se obțină o descărcare de acest fel printr-un tub în formă de cel prezentat în Fig. 34.

Acțiunea unui magnet asupra descărcării fără electrod.

89.] Un magnet deviază descărcarea printr-un gaz rarehed aproape în același mod ca și un fir flexibil care transportă un curent care curge în aceeași direcție cu cel prin gaz. Deoarece descărcările fără electrozi prin gazul rarehed sunt oscilatorii, ele sunt atunci când sunt sub acțiunea unui magnet separat în două porțiuni distincte,

magnetul conducând descărcarea într-o direcție într-un sens și în direcția opusă în sens invers. Astfel, atunci când un bec în care descărcarea trece ca un inel într-un plan orizontal este plasat între polii unui electromagnet aranjat astfel încât să producă un magnetic orizontal ținut, acele părți ale inelului care sunt în unghi drept cu liniile magnetice . forța sunt separate în două părți, una fiind condusă în sus, cealaltă în jos. Deplasarea descărcării nu este însă singurul efect observat atunci când becul de descărcare este plasat într-un suport magnetic, deoarece dificultatea pe care o întâmpină descărcarea în a trece prin gazul rarehed este foarte mult crescută atunci când trebuie să treacă peste linii de forță magnetică. . Acest efect, care este foarte bine marcat, poate fi arătat cel mai ușor atunci când descărcarea trece ca un inel strălucitor printr-un bec sferic. Dacă un astfel de bec este plasat lângă un electromagnet puternic, este ușor să reglați lungimea scânteii în circuitul primar, astfel încât atunci când magnetul este „stins” o descărcare strălucitoare să treacă prin bec, în timp ce când magnetul este „pornit” nu poate fi detectată deloc descărcare.

90.] Explicația acestui efect ar părea a fi oarecum următoarea. Descărcarea prin gazul rarehed nu se ridică la intensitatea sa maximă destul de brusc, ci, parcă, își simte drumul. Gazul se descompune de-a lungul liniei unde intensitatea electromotoare este maximă, iar de-a lungul acestei linii are loc o descărcare mică. Această descărcare produce o sursă de molecule disociate de-a lungul cărora pot trece descărcări ulterioare

91.]

cu mai mare ușurință. Gazul se află astfel într-o stare instabilă în ceea ce privește descărcarea, deoarece de îndată ce orice descărcare mică trece prin el, devine mai slab din punct de vedere electric și mai puțin capabil să reziste la descărcările ulterioare. Când, totuși, gazul se află într-un câmp magnetic, forța magnetică care acționează asupra descărcării produce o forță mecanică care deplasează moleculele care participă la descărcare de pe linia de intensitate electromotoare maximă; astfel deversările ulterioare nu vor fi mai ușor să treacă de-a lungul acestei linii ca urmare a trecerii deversării anterioare. Prin urmare, nu va exista aceeași instabilitate în acest caz ca și în cel în care gazul este liber de acțiunea forței magnetice. O confirmare a acestui punct de vedere este oferită de aspectul prezentat de descărcare atunci când intensitatea câmpului magnetic este redusă până când descărcarea tocmai, dar doar doar, trece atunci când câmpul magnetic este pornit: în acest caz descărcarea în loc să treacă ca un inel fix fix, pâlpâie în jurul tubului într-un mod foarte nehotărât. Cu excepția cazului în care o oarecare deplasare a liniei celei mai ușoare de descărcare este produsă de mișcarea moleculelor disociate sub acțiunea forței magnetice, este dificil de înțeles de ce magnetul ar trebui să înlocuiască descărcarea, cu excepția cazului în care efectul Hall în gazele rarefiate este foarte mare. mare.

Fig. 35.

91.] În cazul precedent, descărcarea a fost întârziată deoarece a trebuit să curgă peste liniile de forță magnetică, când totuși liniile de forță magnetică merg de-a lungul liniei de descărcare, acțiunea magnetului facilitează descărcarea în loc să o întârzie. Acest efect este ușor de arătat printr-un aranjament de felul următor. Un tub pătrat abcd, Fig. 35, este plasat în exterior

92.]

Fig. 36.

efgh primar, partea inferioară a tubului de descărcare fiind situată între polii l, m ai unui electromagnet. Prin modificarea lungimii scânteii dintre borcane, intensitatea electromotoare care acționează asupra circuitului secundar poate fi reglată până când nicio descărcare nu trece în jurul tubului abcd când magnetul este oprit, în timp ce are loc o descărcare strălucitoare atâta timp cât magnetul este pornit. Cele două efecte ale magnetului asupra descărcării, adică. oprirea descărcării de-a lungul liniilor de forță și ajutorul acordat acesteia de-a lungul acestor linii pot fi ilustrate frumos prin plasarea în acest experiment a unui bulb N epuizat în interiorul primarului. Lungimea scânteii poate fi reglată astfel încât atunci când magnetul este „off” descărcarea să treacă prin bec și nu în tubul pătrat; în timp ce când magnetul este „pornit”, descărcarea trece în tubul pătrat și nu în bec.

92.] Explicația efectului longitudinal al forței magnetice este mai obscură decât cea a efectului transversal, este posibil totuși ca ambele să se datoreze aceleiași cauze. Căci dacă descărcarea slabă cu care presupunem că descărcarea totală începe se ramifică deloc de linia principală, atunci când forța magnetică este paralelă cu linia de descărcare, aceste ramuri vor fi aduse în această linie prin acțiunea magneticului. forta; va exista astfel o aprovizionare mai mare de molecule disociate de-a lungul liniei principale de descărcare și, prin urmare, o cale mai ușoară pentru descărcările ulterioare atunci când forța magnetică acționează decât atunci când nu este.

Această acțiune a magnetului nu se limitează la acest tip de descărcare; de fapt l-am observat mai întâi pentru o descărcare strălucitoare, care a avut loc mai ușor de la polul unui electromagnet atunci când magnetul era „pornit” decât când era „oprit”.

93.] Profesorul Fitzgerald a sugerat că acest efect al câmpului magnetic asupra descărcării poate fi cauza fluxurilor care se observă în aurora, aerul rar, deoarece este mai slab din punct de vedere electric de-a lungul liniilor de forță magnetică decât în unghiuri drepte. către ei, transmitând descărcări mai strălucitoare de-a lungul acestor linii decât în orice altă direcție.

94.]

Descărcare electrică prin gaze rarefiate atunci când se folosesc electrozi.

94.] Când descărcarea trece între electrozi printr-un gaz rar, aspectul descărcării la electrozii pozitivi și negativi este atât de diferit, încât descărcarea își pierde orice aspect de uniformitate. Fig. 36, care este preluată dintr-o lucrare a lui E. Wiedemann (Phil. Mag. [5], 18, p. 35, 1884), reprezintă aspectul prezentat de descărcare atunci când trece printr-un gaz la o presiune comparabilă cu asta din cauza unei jumatati de milimetru de mercur. Începând de la electrodul negativ k ne întâlnim cu următoarele fenomene. O strălucire catifelată trece adesea în pete neregulate pe suprafața electrodului negativ; un fir plasat în interiorul acestei străluciri aruncă o umbră către electrodul negativ (Schuster, Proc. Roy. Society, 47, p. 557, 1890).

Fig. 37.

Alături de aceasta există o regiune relativ întunecată Ib, numită uneori „spațiul Crookes” și uneori „primul spațiu întunecat”; lungimea acestei regiuni depinde de densitatea gazului, aceasta devine mai lungă pe măsură ce densitatea scade. Experimentele lui Puluj (Wien. Ber. 81 (2), p. 864, 1880) arată că lungimea nu variază direct ca reciprocă a densității, cu alte cuvinte, că nu este proporțională cu calea liberă medie a moleculelor. .

Fig. 38.

Limita luminoasă b a acestui spațiu întunecat este aproximativ așa cum ar putea fi obținută prin trasarea locului extremităților normalelor de lungime constantă trasă de la electrodul negativ: astfel, dacă electrodul este un disc, limita luminoasă a spațiului întunecat este pe o mare parte a suprafeței sale

aproape plan ca în Fig. 37, care este dat de Crookes; în timp ce dacă este un inel circular de sârmă, limita luminoasă seamănă cu cea prezentată în Fig. 38 (De la Rue). Lungimea spațiului întunecat depinde și într-o oarecare măsură de curentul care trece prin gaz, o creștere a curentului producând (vezi Schuster, Proc. Roy. Society, 47, p. 556, 1890) o ușoară creștere a lungimii spațiu întunecat. O idee despre lungimea spațiului întunecat la diferite presiuni poate fi obținută din următorul tabel cu rezultatele unor experimente făcute de Puluj (Wien. Ber. 81 (2), p. 864, 1880) cu un tub de descărcare cilindric și electrozi disc:—

Presiunea în milimetri de mercur.	Lungimea spațiului întunecat în aer în mm.

1,46	2,5
.66	4.5
.51	5.8
.30	7.8
.24	9.5
.16	14.0
.12	15.5
.09	19.5
.06	22.0

Calea liberă medie a moleculelor este mult mai mică decât lungimea spațiului întunecat; astfel la o presiune de 1,46 mm. de mercur, calea liberă medie este de numai 0,04 mm. Crookes a descoperit (Phil. Trans. Part I, 1879, pp. 138-9) că spațiul întunecat este mai lung în hidrogen decât în aer la aceeași presiune, dar că în acidul carbonic este considerabil mai scurt.

95.] Teoria lui Crookes despre spațiul întunecat este că acesta este regiunea pe care particulele de gaz electrificate negativ scoase din catod (vezi art. 108) o traversează înainte de a produce un număr apreciabil de ciocniri între ele și că limita luminoasă a acestui spațiu este regiunea în care au loc coliziunile, aceste ciocniri excitând vibrații în particule și astfel le fac luminoase. Este o obiecție, deși poate nu fatală, față de acest punct de vedere, că grosimea spațiului întunecat este mult mai mare decât calea liberă medie a moleculelor. Vom vedea mai târziu că dacă luminozitatea se datorează gazului aruncat de la electrodul negativ, acest gaz trebuie să fie în stare atomică și nu în stare moleculară; în prima condiție drumul său liber ar fi mai mare decât valoarea calculată

din datele obișnuite ale Teoriei Moleculare a Gazelor, deși dacă luăm o viziune obișnuită a ceea ce constituie o coliziune nu ar trebui să ne așteptăm ca diferența să fie atât de mare ca cea indicată de experimentele lui Puluj.

96.   ] Mărimea spațiului întunecat nu pare să fie foarte afectată de materialul din care este realizat electrodul negativ, atâta timp cât acesta este metalic. Cu toate acestea, este considerabil mai scurt peste electrozii de acid sulfuric decât peste cei din aluminiu (Chree, Proc. Camb. Phil. Soc. vii, p. 222, 1891). Crookes (Phil. Trans., 1879, p. 137) a descoperit că, dacă un electrod metalic este parțial acoperit cu negru lampă, spațiul întunecat este mai lung peste porțiunea neagră ca lampă decât peste metal. Cu toate acestea, negrul lămpii absoarbe gazele atât de ușor încât acest efect se poate datora unei modificări a gazului și nu schimbării electrodului. Spațiul întunecat este, de asemenea, după cum a arătat Crookes (loc. cit.), independent de poziția electrodului pozitiv. Când catodul este un fir metalic ridicat la o temperatură la care este incandescent, Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 112, 1884) a arătat că modificările de luminozitate care la electrozi reci se observă în vecinătatea catodului. dispărea. Există o diferență de

opinie în ceea ce privește dacă spațiul întunecat există atunci când descărcarea trece prin vapori de mercur, Crookes susținând că există, Schuster că nu.

97.] Alăturat „spațiului întunecat” este un spațiu luminos, bp Fig. 36, numit „coloană negativă” sau uneori „strălucire negativă”; lungimea acestuia este foarte variabilă chiar dacă presiunea este constantă. Spectrul acestei părți a descărcării prezintă particularități care nu se găsesc în general în cel al celorlalte părți luminoase ale descărcării. Goldstein (Wied. Ann. 15, p. 280, 1882) a constatat totuși că atunci când sunt utilizate descărcări foarte intense, particularitățile din spectru, care sunt de obicei limitate la strălucirea negativă, se extind și la celelalte părți ale descărcării.

Fig. 39.

98.] Lumina negativă este independentă de poziția electrodului pozitiv; nu se îndoaie, de exemplu, într-un tub în formă ca în

99.]

Fig. 41, dar este format în partea din tub departe de electrodul pozitiv. Această strălucire este oprită de orice substanță, fie un conductor sau un izolator, împotriva căreia se lovește. Dezvoltarea strălucirii negative este de asemenea verificată atunci când spațiul din jurul electrodului negativ este prea restrâns de pereții tubului de descărcare. Astfel, Hittorf (Pogg. Ann. 136, p. 202, 1869) a constatat că, dacă descărcarea a avut loc într-un tub în formă de fig. 39, atunci când firul c din bec a devenit electrodul negativ, strălucirea negativă se răspândește peste toată lungimea sa, în timp ce dacă firul a din gât a fost folosit ca electrod negativ, strălucirea a apărut doar la vârf.

99.] Urmează după strălucirea negativă un al doilea spațiu relativ neluminos, ph Fig. 36, numit „al doilea spațiu întunecat negativ”, sau de unii scriitori „spațiul Faraday”; acesta este de lungime foarte variabilă și uneori este complet absent. Apoi, după aceasta, avem o coloană luminoasă care ajunge până la electrodul pozitiv, aceasta se numește „coloană pozitivă”. Luminozitatea sa prezintă foarte adesea modificări periodice remarcabile ale intensității, cum ar fi cele prezentate în Fig. 40, care este preluată dintr-o lucrare a lui De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans., 1878, Partea I, p. 155); acestea se numesc „striații” sau „strie”; în împrejurări favorabile, acestea sunt extrem de regulate și constituie trăsătura cea mai frapantă a debitului. Părțile luminoase ale striațiilor sunt ușor concave la electrodul pozitiv. Distanța dintre părțile luminoase depinde de presiunea gazului și de diametrul tubului de descărcare. Distanța crește pe măsură ce densitatea gazului scade.

După Goldstein (Wied. Ann. 15, p. 277, 1882), dacă d este distanța dintre două striații și p densitatea gazului, d variază ca p~n, unde n este ceva mai mic decât unitatea. Distanța dintre părțile luminoase ale striațiilor succesive crește pe măsură ce diametrul tubului de

descărcare crește, cu condiția ca striațiile să ajungă în părțile laterale ale tubului. Goldstein (lc) a constatat că raportul dintre valorile lui d la oricare două presiuni date este același pentru toate tuburile. Dacă descărcarea are loc într-un tub care este mai lat în unele locuri decât în altele, striațiile sunt mai strâns împachetate în părțile înguste ale tubului decât în cele late.

Striațiile au de foarte multe ori o mișcare de translație de-a lungul tubului; această mișcare este destul de neregulată, fiind uneori spre electrodul pozitiv și alteori departe de acesta. Acest lucru poate fi detectat cu ușurință observând, așa cum a făcut Spottiswoode, descărcarea într-o oglindă care se rotește rapid. Aceste

Fig. 40.

mișcările striilor tind să facă aspectul striat oarecum neclar și, dacă mișcările sunt prea mari, îl pot șterge cu totul; astfel, multe descărcări care nu prezintă nicio apariție de striare atunci când sunt examinate în mod obișnuit, sunt văzute ca fiind striate când sunt privite într-o oglindă rotativă. Dificultatea de a detecta dacă o descărcare este striată sau nu este, ca urmare a mișcării striilor, mult mai mare atunci când striurile sunt aproape unul de altul decât atunci când sunt departe unul de celălalt, astfel încât este foarte posibil ca descărcările să fie striate la presiuni. mult mai mari decât cele la care se observă de obicei striaţii.

Goldstein, folosind un tub cu electrozi mobili, a arătat (Wied. Ann. 12, p. 273, 1881) că atunci când catodul este mișcat, striaele se mișcă ca și cum ar fi conectate rigid cu acesta, în timp ce atunci când anodul este mutat, poziția de striurile nu sunt afectate decât în măsura în care pot fi șterse de anodul care trece pe lângă ele.

100.] Striațiile nu sunt legate de nicio metodă anume de producere a descărcării, ele apar la fel de bine dacă descărcarea este produsă de o bobină de inducție sau de un număr foarte mare de celule galvanice. Ele nu apar, totuși, ușor în descărcarea fără electrozi; într-adevăr nu le-am observat niciodată când a intervenit un interval considerabil între scântei consecutive. Folosind o bobină de inducție suficient de mare pentru a furniza o sursă de energie electrică suficientă pentru a produce un torent aproape continuu de scântei între borcane, am reușit să obțin striații în becurile epuizate care conțin hidrogen sau alte gaze.

101.] Striaţiile sunt influenţate de cantitatea de curent care curge prin tub; acest lucru poate fi demonstrat cu ușurință punând o rezistență externă mare în circuit, cum ar fi un șir umed. Modificările produse prin modificarea curentului sunt complexe și neregulate: pare să existe o anumită intensitate a curentului pentru care stabilitatea striațiilor este maximă (De la Rue și Hugo Muller, Comptes Rendus, 86, p. 1072, 1878) . Crookes a descoperit (Presidential Address to the Society of Telegraph Engi-neers, 1891) că atunci când descărcarea trece printr-un amestec de gaze diferite, există un set separat de striații pentru fiecare gaz: culoarea striațiilor din fiecare set fiind diferită. Crookes a dovedit acest lucru observând spectrele diferitelor strie. O relatare completă a diferitelor striații colorate observate în aer este oferită de Goldstein (Wied. Ann. 12, p. 274, 1881).

102.] Când luăm în considerare acţiunea unui magnet asupra pozitivului striat

coloană vom vedea motive pentru a crede că orice porțiune a coloanei pozitive între părțile luminoase ale striațiilor consecutive constituie o descărcare separată și că descărcările din mai multe porțiuni nu au loc simultan, ci că cea de lângă anod începe descărcarea, iar ceilalţi urmează în ordine.

103.] Coloana pozitivă are o relație mult mai importantă cu descărcarea decât spațiul întunecat negativ sau strălucirea negativă. Aceste din urmă efecte sunt doar locale, nu depind de poziția electrodului pozitiv și nici nu cresc atunci când lungimea tubului de descărcare este mărită. Coloana pozitivă, pe de altă parte, ia calea cea mai scurtă prin gaz până la electrodul negativ. Astfel, dacă, de exemplu, descărcarea are loc într-un tub ca Fig. 41, coloana pozitivă se îndoaie în jurul colțului astfel încât să ajungă la electrodul negativ, în timp ce strălucirea negativă coboară direct în tubul vertical și este neafectat de poziţia electrodului pozitiv. Din nou, dacă lungimea tubului crește, dimensiunea spațiului întunecat negativ și a strălucirii negative nu este afectată, doar coloana pozitivă se prelungește. Am obținut, de exemplu, descărcarea printr-un tub lung de 50 de picioare și

Fig. 41.

acest tub, cu excepția câțiva centimetri lângă catod, era în întregime

umplut de coloana pozitivă, care era frumos striată. Aceste exemple arată că coloana pozitivă este cea care transportă cu adevărat

descărcarea prin gaz și că spațiul întunecat negativ și strălucirea negativă sunt doar efecte locale, în funcție de particularitățile transferului de electricitate de la un gaz la un catod.

104.] Prin utilizarea tuburilor lungi de descărcare precum cele menționate mai sus, este posibil să se determine direcția în care se deplasează luminozitatea din coloana pozitivă și să se măsoare viteza de progresie a acesteia. Prima încercare în acest sens pare să fi fost făcută de Wheatstone, care, în 1835, a observat aspectul prezentat într-o oglindă rotativă prin descărcarea printr-un tub vid de 6 picioare lungime; a concluzionat din observațiile sale că viteza cu care fulgerul a trecut prin tub nu ar fi putut fi mai mică de 8 x 107 cm. pe secunda. Această viteză mare nu este însoțită de o viteză corespunzător mare a moleculelor luminoase, pentru că von Zahn (Wied. Ann. 8, p. 675, 1879) a arătat că liniile spectrului gazului din tubul de descărcare nu sunt deplasate. cu până la 40 din distanța dintre liniile D atunci când linia de vedere este în direcția de descărcare. De aici rezultă, prin principiul lui Doppler, că particulele atunci când emit lumină nu călătoresc cu o viteză atât de mare ca o milă pe secundă, demonstrând, în orice caz, că coloana luminoasă nu constă dintr-un vânt de particule luminoase care călătoresc cu viteza de descărcare.

105.] Observațiile lui Wheatstone dau doar o limită inferioară vitezei de descărcare; nu oferă nicio informație dacă coloana luminoasă se deplasează de la anod la catod sau în direcția opusă. Pentru a determina acest lucru, precum și pentru a măsura viteza luminozității în coloana pozitivă, am făcut următorul experiment. abcdefg, Fig. 42, este un tub de sticlă de aproximativ 15 metri lungime și 5 milimetri în dia-etru, care, cu excepția a două bucăți orizontale de bc și gh, este acoperit cu negru lampă; acest tub este epuizat până când un curent poate fi trimis prin el de la o bobină de inducție. Lumina din porțiunile descoperite ale tubului cade pe o oglindă rotativă mn, plasată la o distanță de aproximativ 6 metri de bc; lumina din gh cade direct pe oglinda rotativa, cea din bc dupa reflectarea din oglinda plana p. Imaginile porțiunilor luminoase ale tubului după reflectarea din oglindă sunt vizualizate printr-un telescop, iar oglinzile sunt aranjate astfel încât, atunci când oglinda rotativă este staționară, imaginile porțiunilor luminoase gh și bc ale tubului apar ca porțiuni ale tubului. aceeași linie dreaptă orizontală. Terminalele lungi

*

EU TELESCOP

Mtí MIRROFt N

Fig. 42.

tubul de vid sunt împinse prin mercur în sus pe tuburile verticale ab kl. Acest aranjament a fost adoptat deoarece prin rularea acidului sulfuric pe aceste tuburi, terminalele ar putea fi schimbate cu ușurință de la fire ascuțite de platină la suprafețe lichide fiat, iar efectul terminalelor foarte diferite asupra vitezei și direcției de descărcare a fost ușor investigat. Becurile de pe tub sunt utile și ca recipiente de acid sulfuric, care servește la uscarea gazului rămas în tub. Oglinda rotativă a fost condusă cu o viteză de la 400 la 500 de rotații pe secundă de o mașină Gramme. Nu s-a găsit posibil să funcționeze bine vreun aranjament care ar întrerupe circuitul primar al

bobina de inducție atunci când oglinda se afla într-o astfel de poziție încât imaginile porțiunilor luminoase ale tubului să fie reflectate de aceasta în câmpul vizual al telescopului. Metoda adoptată în cele din urmă a fost aceea de a folosi o întrerupere lentă independentă pentru bobină și de a privi cu răbdare prin telescop oglinda rotativă până când ruptura s-a întâmplat să aibă loc exact la momentul potrivit. Când observațiile au fost făcute în acest fel, observatorul de la telescop a văzut, în medie, aproximativ o dată la patru minute, imagini clare și luminoase ale porțiunilor bc și gh ale tubului, nu lărgite sensibil, dar nu mai sunt în aceeași linie dreaptă . Deplasarea relativă a acestor imagini a fost inversată atunci când polii bobinei au fost inversați și, de asemenea, când sensul de rotație a oglinzii a fost inversat. Această deplasare a imaginilor lui bc și gh de pe aceeași linie dreaptă se datorează vitezei finite cu care se propaga luminozitatea: pentru, dacă oglinda se poate întoarce printr-un unghi apreciabil în timp ce luminozitatea se deplasează de la bc la gh sau de la gh la bc, aceste imagini cu bc și gh, când sunt văzute în telescop după reflectarea din oglinda rotativă, nu vor mai fi în aceeași linie dreaptă. Dacă oglinda se învârte astfel încât, privind prin telescop, imaginile par să intre în partea de sus și să iasă în partea de jos a câmpului vizual, imaginea acelei părți a tubului la care apare prima luminozitate va fi ridicată. deasupra celei din cealaltă parte. Dacă se cunoaște viteza de rotație a oglinzii, deplasarea verticală a imaginilor și distanța dintre bc și gh, se poate calcula viteza de propagare a luminozității. Deplasarea imaginilor a arătat că luminozitatea a călătorit întotdeauna de la electrodul pozitiv la cel negativ. Când ab era electrodul negativ, descărcarea luminoasă a ajuns la gh, un loc la aproximativ 25 de picioare de electrodul pozitiv, înainte de a ajunge bc, care se afla la doar câțiva centimetri de catod, iar intervalul dintre apariția sa în aceste locuri era cam la fel ca atunci când curentul a fost inversat, putem concluziona că, atunci când ab este catodul, luminozitatea într-un loc bc, la doar câțiva centimetri de acesta, a pornit de la electrodul pozitiv și a parcurs un drum enorm mai lung decât distanța sa de la catod. S-a constatat că viteza de descărcare prin aer la presiunea de aproximativ 1 milimetru de mercur într-un tub cu diametrul de 5 milimetri este mai mult de jumătate din viteza luminii.

106.] Experimentul precedent a fost repetat cu o mare varietate de electrozi; Cu toate acestea, rezultatul a fost același, indiferent dacă electrozii erau fire ascuțite de platină, filamente de carbon, suprafețe plane de acid sulfuric,

sau un electrod o suprafață lichidă plată și celălalt un fir cu vârf ascuțit. Luminozitatea pozitivă se deplasează de la electrodul pozitiv la cel negativ, chiar dacă primul este o suprafață lichidă plată, iar cel de-al doilea un fir ascuțit. Timpul necesar luminozității pentru a călători de la bc la gh nu a fost afectat într-o măsură apreciabilă prin introducerea între bc și gh a unui număr de pelete de mercur, astfel încât descărcarea a trebuit să treacă de la gaz la mercur de mai multe ori în trecerea sa. între aceste locuri: intensitatea luminii a fost însă foarte mult diminuată de introducerea mercurului.

107.] Rezultatele precedente confirmă concluzia la care a ajuns Plucker (Pogg. Ann. 107, p. 89, 1859) din luarea în considerare a acțiunii unui magnet asupra descărcării, adică. că coloana pozitivă începe de la electrodul pozitiv; ele confirmă, de asemenea, rezultatul pe care Spottis-woode și Moulton (Phil. Trans. 1879, p. 165) l-au dedus din luarea în considerare a ceea ce au numit efecte de „relief”, că timpul necesar electricității negative pentru a părăsi catodul este mai mare. decât timpul necesar luminozității pozitive pentru a călători pe lungimea tubului.

Raze negative sau fluxuri moleculare.

108.] Unele dintre cele mai frapante dintre fenomenele prezentate de descărcarea prin gaze sunt cele care sunt asociate cu electrodul negativ. Aceste efecte sunt cele mai vizibile la presiuni scăzute, dar experimentele lui Spot-tiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1880, pp. 582, 85 urm.) arată că ele există într-o gamă largă de presiuni. Laturile tubului prezintă o fosforescență strălucitoare, comportându-se ca și cum ceva ar fi împușcat în unghi drept, sau aproape, față de suprafața catodului, care avea puterea de a excita fosforescența pe orice substanță pe care a căzut, că această substanță este una care devine fosforescentă sub acțiunea luminii ultraviolete. Porțiunile tubului închise în suprafața formată de normalele catodului vor prezenta, atunci când presiunea gazului este scăzută, o fosforescență verde strălucitor dacă tubul este din sticlă germană, în timp ce fosforescența va fi albastră dacă tubul. este realizat din sticla cu plumb. Poate cel mai simplu mod de a descrie trăsăturile generale ale acestui efect este de a spune că ele sunt în conformitate cu teoria domnului Crookes, că particulele de gaz sunt proiectate cu viteze mari în unghi drept, sau aproape, la suprafața catodului. , și că aceste particule într-un foarte mare

tubul epuizat lovește sticla înainte ca acestea să-și piardă mult impuls prin ciocnirea cu alte molecule și că bombardarea sticlei de către aceste particule este suficient de intens pentru a-l face fosforescent. Următorul extras din Istoria electricității a lui Priestley, p. 294, 1769, este interesant în legătură cu acest punct de vedere: „Seniorul Beccaria a observat că vasele de sticlă goale, de o anumită subțire, epuizate de aer, dădeau lumină când erau sparte în întuneric. Printr-un frumos șir de experimente, el a constatat, în cele din urmă, că aspectul luminos nu era prilejuit de spargerea sticlei, ci de trântirea aerului exterior împotriva interiorului, când acesta era spart. El a acoperit una dintre aceste vase epuizate cu un receptor și lăsând aerul brusc pe exteriorul ei, a observat exact aceeași lumină. Acesta îl numește noul său fosfor inventat.

109.] Dacă între electrod și pereții tubului este plasat un ecran alcătuit fie dintr-un izolator, fie dintr-un conductor, o umbră a ecranului este aruncată pe pereții tubului, umbra ecranului rămânând întunecată în timp ce sticla. în jurul umbrei fosforescă strălucitor. În acest fel, multe efecte foarte frumoase și strălucitoare au fost produse de domnul Crookes și dr. Goldstein, cei doi fizicieni care au acordat cea mai mare atenție acestui subiect. Unul dintre experimentele domnului Crookes în care umbra unei cruci malteze este aruncată pe pereții tubului este ilustrat în Fig. 43.

Fig. 43.

110.] După cum am menționat deja, culoarea fosforescenței depinde de natura substanței fosforescente; dacă această substanță este sticlă germană fosforescența este verde, dacă este sticlă cu plumb fosforescența este albastră. Crookes a descoperit că corpurile fosforescente sub această acțiune a electrodului negativ dau spectre de bandă caracteristice și a dezvoltat această observație într-o metodă de cea mai mare importanță.

111.]

pentru studiul pământurilor rare: pentru detaliile acestei linii de cercetare trebuie să trimitem cititorul la lucrările sale „On Radiant Matter Spectroscopy”, Phil. Trans. 1883, Pt. III, iar 1885, Pt. II.

Modul în care este produs spectrul este reprezentat în Fig. 44, substanța supusă examinării fiind plasată în vid înalt pe calea normalelor către catod.

111.] Crookes a constatat, de asemenea, că unele substanțe, atunci când sunt supuse pentru perioade îndelungate acțiunii acestor raze, suferă modificări remarcabile, ceea ce pare să sugereze că fosforescența este însoțită (sau cauzată?) de modificări chimice care au loc încet în corpul fosforescent. . El a observat, de asemenea, că sticla care

fosforescă o perioadă considerabilă pare să obosească și să răspundă mai puțin la această acțiune a catodului. Astfel, de exemplu, dacă după ce experimentul din fig. 44 a continuat de ceva timp crucea este scuturată în jos sau se folosește un nou catod a cărui linie de hre nu taie crucea, modelul crucii va fi încă văzut pe sticla, dar acum va fi mai strălucitoare decât părțile adiacente în loc să fie mai întunecată. Porțiunile din afara modelului crucii au obosit de fosforescența lor lungă și răspund mai puțin energic la stimul decât porțiunile care formează crucea care au fost protejate anterior. Crookes au descoperit că această „epuizare” a sticlei ar putea supraviețui topirii și resuflării becului.

Fig. 44.

Folosind o suprafață curbată pentru electrodul negativ, cum ar fi o porțiune a unui cilindru gol sau a unei carcase sferice, acest efect al razelor negative poate fi concentrat într-o asemenea măsură încât un fir de platină plasat în centrul cilindrului sau sferei devine roșu fierbinte.

112.] Razele negative sunt deviate de un magnet la fel ca

ar fi dacă ar consta în particule care se îndepărtează de electrodul negativ și poartă o sarcină de electricitate negativă. Această deviație este evidentă prin mișcarea fosforescenței pe sticlă atunci când un magnet este adus în apropierea tubului de descărcare.

Pe de altă parte, nu sunt deviate atunci când un corp încărcat este adus lângă tub; acest lucru nu dovedește, totuși, că razele nu sunt compuse din particule electrizate, pentru că am văzut că gazul care transportă o descărcare electrică este un conductor extrem de bun și, astfel, ar putea proteja interiorul tubului de orice acțiune electrostatică externă. . Crookes (Phil. Trans. 1879, Pt. II, p. 652) a arătat, în plus, că două creioane din aceste raze se resping reciproc, așa cum s-ar proceda dacă fiecare creion ar consta din particule încărcate cu același tip de electricitate. Experimentul prin care acest lucru este prezentat este reprezentat în Fig. 45; a, b sunt discuri metalice dintre care unul sau ambele pot fi transformate în catozi, o diafragmă cu două deschideri d și e este plasată în fața discului, iar calea razelor este urmărită de fosforescența pe care o excită într-o placă cretă. înclinate într-un unghi mic faţă de calea lor. Când a este catodul și b este inactiv, razele se deplasează de-a lungul traseului df, iar când b este catodul și a inactiv, ele se deplasează pe calea ef, dar când a și b sunt catozi simultan, căile razelor sunt dg și eh, respectiv, arătând că cele două fluxuri s-au respins ușor.

Fig. 45.

113.] Crookes (Phil. Trans. 1879, Partea II, p. 647) a constatat că, dacă un disc conectat cu un electroscop este plasat în linia completă

de hre a acestor raze, acesta primește o sarcină de electricitate pozitivă. Aceasta nu este, însă, o dovadă că aceste raze nu sunt compuse din particule electrice negativ, pentru experimentele descrise la art. 81 arată că electricitatea nu trece deloc ușor de la un gaz la un metal, iar electrizarea pozitivă a discului poate fi un efect secundar care decurge din aceeași cauză ca și electrizarea pozitivă a unei plăci atunci când este expusă la acțiunea ultravioletelor. ușoară. Căci, deoarece acțiunea acestor raze este aceeași cu cea a luminii ultraviolete în producerea de fosforescență în corpurile pe care cad, se pare că

nu este puțin probabil ca razele să semene mai departe cu lumina ultravioletă și

face orice placă metalică pe care cad un catod.

Hertz (Wied. Ann. 19, p. 809, 1883) nu a putut descoperi că aceste

razele au produs orice efect magnetic.

Căile razelor negative sunt guvernate în întregime de forma și poziția catodului, ele sunt destul de independente de forma sau poziția anodului. Astfel, dacă catodul și

Fig. 46.

anodul sunt plasați la un capăt al unui tub epuizat, ca în Fig. 46, razele catodice nu se vor îndoi spre anod, ci vor merge direct în jos.

tub și fac ca capătul opus să fosforesce.

Orice parte a tubului care este făcută să fosforesce prin acțiunea acestor raze pare să dobândească puterea de a emite astfel de raze în sine, sau putem exprima același lucru spunând că razele sunt reflectate difuz de corpul fosforescent (Goldstein, Wied. Ann. 15, p. 246, 1882). Fig. 47 reprezintă aspectul prezentat de un tub îndoit atunci când este traversat de astfel de raze, locurile umbrite întunecate fiind părțile tubului care prezintă fosforescență.

Fig. 47.

114.] Aceste raze par să fie emise de orice electrod negativ, chiar dacă acesta este unul realizat prin punerea degetului pe sticla tubului lângă

anodul. Aceasta produce o descărcare de electricitate negativă din sticlă chiar sub suport, iar fosforescența verde caracteristică (dacă tubul este din sticlă germană) apare pe peretele opus al tubului; această fosforescență este deviată de un magnet exact în același mod ca și cum razele ar proveni de la un electrod metalic. Acest experiment este suficient pentru a arăta inadecvarea unei teorii care a fost avansată uneori pentru a explica fosforescența, adică. că particulele scoase din electrod nu sunt particule gazoase, ci bucăți de metal rupte din catod; fosforescența fiind astfel datorată dezintegrarii electrodului negativ, care este o caracteristică binecunoscută a descărcării în tuburile vidate. Experimentul precedent arată că această teorie nu este adecvată, iar domnul Crookes a infirmat-o și mai mult obținând efectele caracteristice în tuburi când electrozii erau bucăți de folie de staniol plasate în afara sticlei.

115.] Goldstein (Wied. Ann. 11, p. 838, 1880) a constatat că o contracție bruscă a secțiunii transversale a tubului de descărcare produce pe partea spre anod același efect ca un catod. Acești cvasi-catozi produși prin contracția tubului sunt însoțiți de toate efectele care se observă cu catozii metalici, astfel avem spațiul întunecat, fosforescența și comportamentul caracteristic al strălucirii în câmp magnetic.

116.] Spottiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1880, pp. 615-622) au observat o fosforescență care însoțește coloana pozitivă. Ei au descoperit că, în unele cazuri, atunci când acesta lovește gazul, acesta din urmă fosforesce. Ei atribuie această fosforescență unei descărcări negative numite din părțile laterale ale tubului de electricitatea pozitivă din coloana pozitivă.

Efecte mecanice produse de razele negative.

117.] Domnul Crookes (Phil. Trans. 1879, Pt. I, p. 152) a arătat că atunci când aceste raze lovesc paletele montate ca cele dintr-un radiometru paletele sunt puse în rotație. Acest lucru poate fi arătat făcând ca axa paletelor să ruleze pe șine ca în Fig. 48. Când descărcarea trece prin tub, paletele se deplasează de la capătul negativ la capătul pozitiv al tubului. Nu este clar, însă, că acesta este un efect pur mecanic; se poate datora, după cum sugerează Hittorf, efectelor termice secundare care fac paletele să acționeze ca cele ale unui radiometru. Într-un alt experiment paletele

Fig. 48.

sunt suspendate ca în Fig. 49, şi pot fi ecranate de razele negative de ecranul e; prin înclinarea tubului paletele pot fi scoase total sau parțial din umbra ecranului. Când paletele sunt complet ieșite din umbră, acestea nu se rotesc deoarece bombardamentul este simetric; când, totuși, sunt jumătate în umbră și jumătate în afara umbră, se

rotesc în aceeași direcție ca și când ar fi expuși unui bombardament de la electrodul negativ. Deviația razelor negative de către un magnet este bine ilustrată de acest aparat. Astfel, dacă paletele sunt plasate în întregime în umbră, nu are loc nicio rotație; dacă totuşi polul sud al

Fig. 49.

se aduce un electromagnet la s, umbra este deviată din poziţia anterioară şi o parte din palete este astfel expusă acţiunii razelor; de îndată ce aceasta are loc paletele încep să se rotească.

118.] Stratul cel mai subțire al unei substanțe solide pare absolut opac la aceste radiații. Astfel, Goldstein (Phil. Mag. [5] 10, p. 177, 1880) a constatat că un strat subțire de colodion plasat pe sticlă dădea o umbră perfect neagră, iar Crookes (Phil. Trans. 1879, Part I, p. 151).) a constatat că o peliculă subțire de cuarț, care este transparentă la lumina ultravioletă, a produs același efect. Acest ultim rezultat este de mare importanță în legătură cu o teorie care a primit un sprijin puternic, adică. că aceste „raze” sunt un fel de vibrație eterică având originea la catod. Dacă această vedere ar fi corectă, nu ar trebui să ne așteptăm să găsim o placă subțire de cuarț care aruncă o umbră perfect neagră, deoarece cuarțul este transparent la lumina ultravioletă. Pentru ca teoria să fie de acord cu faptele, trebuie să presupunem în continuare că nu a fost descoperită nicio substanță care să fie apreciabil transparentă la aceste vibrații*. Claritatea și întunecarea acestor umbre sunt de departe cele mai puternice argumente în sprijinul teoriei impactului fosforescenței.

119.] Deși teoria lui Crookes conform căreia fosforescența se datorează bombardării sticlei de către particulele gazoase proiectate de la electrodul negativ nu este lipsită de dificultăți, ea pare să acopere faptele mai bine decât orice altă teorie avansată până acum. Într-un anumit punct, totuși, s-ar părea că necesită o ușoară modificare: Crookes vorbește întotdeauna despre moleculele de gaz care primesc o sarcină negativă. Totuși, am văzut (vezi art. 3) motive pentru a crede că o moleculă a unui gaz este incapabilă de a primi o sarcină de electricitate și că electricitatea liberă trebuie să fie pe atomi, diferit de molecule. Dacă această viziune este corectă, trebuie să presupunem că particulele gazoase proiectate de electrodul negativ sunt atomi și nu molecule. Acest lucru nu introduce nicio dificultate suplimentară în teorie, deoarece în regiunea din jurul catodului există o cantitate abundentă de molecule sau atomi disociați; dintre acestea, cei care au o sarcină negativă pot sub

*De când au fost scrise cele de mai sus, Hertz (Wied. Ann. 45, p. 28, 1892) a constatat că ñlms subțiri de foi de aur nu aruncă umbre perfect întunecate, ci permit o anumită cantitate de fosforescență să aibă loc în spatele lor, ceea ce nu poate se explică prin existenţa găurilor în ñlm. Pare posibil, totuși, ca acesta să fie un alt aspect al

fenomenului observat de Crookes (Art. 113) că o placă metalică expusă la întreaga forță a acestor raze devine catod; în experimentele lui Hertz, ñlm-urile ar fi putut fi atât de subțiri încât fiecare parte a acționat ca un catod, iar în acest caz fosforescența pe sticlă ar fi cauzată de ñlm care acționează ca un catod pe cont propriu.

respingerea electricității negative de pe catod să fie respinsă de la acesta cu o violență considerabilă.

120.] Un experiment pe care l-am făcut în cursul unei investigații despre descărcarea fără electrozi pare să ofere o evidență considerabilă că există o astfel de proiecție a atomilor din catod. Interpretarea acestor dovezi depinde de faptul că prezența într-un gaz de atomi, sau produsele unei descărcări anterioare prin gaz, facilitează foarte mult trecerea unei descărcări ulterioare. Experimentul este reprezentat în Fig. 50: tubul de refulare a a fost fuzionat pe pompă, iar două terminale c și d au fost topite prin sticlă la un cot al tubului. Aceste terminale au fost conectate cu o bobină de inducție, iar presiunea din tubul de descărcare a fost astfel încât descărcarea fără electrod să nu treacă. Când bobina de inducție a fost pornită în așa fel încât c să fie electrodul negativ

Fig. 50.

descărcarea fără electrod a trecut imediat prin tub, dar nici un efect la

totul a fost produs când c a fost pozitiv și d negativ.

121.] Presupunând cu domnul Crookes că impactul particulelor scoase din regiunea din jurul electrodului negativ este cel care produce fosforescența, pare încă o întrebare deschisă dacă luminozitatea se datorează efectului mecanic al impulsului sau dacă efectul este în întregime electric. Căci, deoarece aceste particule sunt încărcate, apropierea lor se ciocnește

cu sticla și retragerea, va produce aproape același efect electric ca și cum un corp aproape de sticlă ar fi încărcat foarte rapid cu electricitate negativă și apoi descărcat la fel de rapid. Astfel, sticla din vecinătatea punctului de impact al uneia dintre aceste particule este expusă la a

polarizarea electrică în schimbare foarte rapidă, al cărei efect, conform

pentru teoria electromagnetică a luminii, ar fi aproape la fel ca și cum lumina ar cădea pe sticlă, caz în care știm că ar fosforesce.

Claritatea umbrelor aruncate de aceste raze arată că fosforescența nu poate fi datorată a ceea ce s-a numit „acțiunea lămpii” a

particule, fiecare particulă acționând ca o lampă, radiind lumină și provoacă

sticla să fosforesce prin lumina pe care o emite.

122.] Distanța pe care o parcurg aceste particule înainte de a-și pierde puterea de a afecta sticla este surprinzătoare, ridicându-se la un multiplu mare al drumului liber mediu al moleculelor de gaz în stare moleculară; este posibil, totuși, ca ele să călătorească împreună, formând ceva analog cu „vântul electric” și ca trecerea lor prin gaz să semene cu trecerea unei mase de aer prin curenți de convecție, mai degrabă decât cu un proces de difuzie moleculară. Trebuie să ne amintim, de asemenea, că, deoarece atomii sunt mai mici decât moleculele, calea liberă medie a unui gaz în starea atomică ar fi în mod natural mai mare decât atunci când se află în moleculară.

123.] Oricât de frumoase sunt fenomenele legate de aceste „raze negative”, pare cel mai probabil că razele sunt doar un efect local și joacă doar un mic rol în transportul curentului prin gaz. Există mai multe motive care ne determină să ajungem la această concluzie: în primul rând, am văzut că marea masă de luminozitate a tubului pleacă de la anod și se deplasează în tub cu o viteză enorm mai mare decât putem atribui la aceste particule; din nou, această descărcare pare destul de independentă de anod, astfel încât razele pot fi destul de în afara liniei principale a descărcării. Funcția exactă a acestor raze în descărcare este îndoielnică, pare doar posibil ca ele să constituie un curent de retur de gaz prin care atomii care transportă descărcarea până la electrodul negativ sunt împiedicați să se acumuleze în vecinătatea lui.

124.] Aceste raze au fost folosite de Spottiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1880, p. 627) pentru a determina un punct de importanță fundamentală în teoria descărcării, adică. mărimile relative ale următorilor timpi:

(1) Perioada ocupată de o descărcare.

(2) Timpul ocupat de descărcarea energiei electrice pozitive de la borna acesteia.

(3) Timpul ocupat de descărcarea electricității negative de la borna acestuia.

(4) Timpul ocupat de fluxurile moleculare în părăsirea unui terminal negativ.

(5) Timpul ocupat de electricitate pozitivă în trecerea de-a lungul tubului.

(6) Timpul ocupat de electricitate negativă în trecerea de-a lungul tubului.

(7) Timpul ocupat de particulele care compun fluxurile moleculare în trecerea de-a lungul tubului.

(8) Timpul ocupat de electricitate în trecerea de-a lungul unui fir de lungimea tubului.

Fenomenul care a fost utilizat cel mai pe larg de Spottiswoode și Moulton în investigarea amplorii relative a acestor vremuri a fost respingerea unui flux negativ de către altul din vecinătatea lui. Acest efect poate fi ilustrat în mai multe moduri: astfel, dacă degetul sau o bucată de folie de staniu conectată la pământ este plasată pe tubul de descărcare, nu prea departe de anod, porțiunea tubului de sticlă imediat sub deget devine prin inducție un catod și emite un flux negativ; acest flux produce un petic fosforescent pe cealaltă parte a tubului, diametral opus degetului. Dacă două degete sau două bucăți de folie de staniu sunt plasate pe tub, apar două petice fosforescente pe sticlă, dar niciunul dintre acești petice nu ocupă poziția în care ar fi dacă celălalt plasture ar fi plecat. Un alt experiment (vezi Spottiswoode și Moulton, Phil. Trans. 1880, Part II, p. 614) care ilustrează de asemenea același efect este următorul. S-a luat un tub, Fig. 51, în care era o bucată fiat de aluminiu care conținea un mic orificiu; când terminalul mai îndepărtat a fost făcut negativ, o imagine strălucitoare a a găurii a apărut pe partea laterală a tubului în mijlocul umbrei aruncate de placă. Când tubul a fost atins pe partea pe care a apărut această imagine, dar într-un punct din partea negativă a imaginii, s-a constatat că imaginea a fost întinsă spre b, o parte din ea deplasându-se în jos, departe de terminalul negativ. . Acest lucru pare să arate că electrodul negativ format de deget împinge departe de el razele care formează imaginea. Din acest caz, Spottiswoode și Moulton au argumentat după cum urmează (Phil. Trans. 1880, Part II, p. 632): „Această imagine a fost întinsă de degetul care era plasat pe tub. Acum un magnet s-a deplasat

Fig. 51.

ea ca un întreg fără nicio întindere. Aceasta a indicat apoi o variație în puterea relativă a fluxului de interferență și a fluxului interferat, și o astfel de variație trebuie să fi avut loc în perioada în care se întâlneau unul pe altul și se mișcau în modul obișnuit al unor astfel de fluxuri, pentru că a arătat ea însăși într-o variație a măsurii în care fluxurile de la terminalul negativ au fost deviate.

Prin urmare, putem concluziona că timpul necesar pentru ca moleculele să se deplaseze pe lungimea tubului a fost hotărât mai mic decât cel ocupat de descărcare, dar a fost suficient de comparabil cu acesta pentru a permite diminuarea intensității fluxurilor de pe părțile laterale ale tubului la să se facă vizibil înainte ca fluxurile de la terminalul negativ să experimenteze o diminuare similară.'

125.] Acesta poate servi ca exemplu al metodei utilizate de Spottiswoode și Moulton în compararea cantităților de timp enumerate la art. 124. Regretăm că nu avem spațiu pentru a descrie metodele ingenioase prin care au adus în comparație alte cantități de timp, pentru acestea trebuie să ne referim la lucrarea lor; nu putem decât să cităm rezultatul final al investigaţiei lor. Ele aranjează (lc pp. 641-642) cantitățile de timp în grupuri care sunt în ordine descrescătoare a mărimii, cantitățile din orice grup sunt extrem de mici în comparație cu cele din orice grup de deasupra lor, în timp ce cantitățile din același grup sunt de același ordin de mărime.

A. Intervalul dintre două descărcări.

B. Timpul ocupat de descărcarea electricității negative de la borna sa.

Timpul ocupat de fluxurile negative în părăsirea unui terminal negativ.

Timpul ocupat de particulele care compun fluxurile moleculare în trecerea de-a lungul tubului.

C. Timpul ocupat de electricitatea pozitivă în trecerea de-a lungul tubului. Timpul ocupat de electricitate negativă în trecerea de-a lungul tubului.

D. Timpul ocupat de descărcarea pozitivă.

Timpul necesar pentru formarea luminozității pozitive la locul descărcării pozitive.

Timpul necesar pentru formarea spațiului întunecat la locul descărcării negative.

E. Timpul ocupat fie de electricitate în trecerea de-a lungul unui fir de lungimea tubului.

Timpul unei descărcări complete este de ordinul B.

126.]

Se va vedea că una dintre concluziile date mai sus, adică. că timpul necesar pentru ca luminozitatea pozitivă să parcurgă lungimea tubului este foarte mic în comparație cu timpul ocupat de descărcarea negativă, este confirmat de experimentele cu oglinda rotativă descrise la art.

104. Conform acestor experimente, totuși, C și E sunt de aceeași ordine.

Acțiunea unui magnet la descărcare atunci când sunt folosiți electrozii.

126.] Aspectul şi traseul descărcării într-un tub vid sunt afectate în foarte mare măsură de acţiunea forţei magnetice. Putem descrie aproximativ efectul produs de un magnet spunând că deplasarea descărcării este aproape aceeași cu cea a unui fir perfect flexibil care transportă un curent în direcția celui prin tub, poziția firului coincid cu piesa. a descărcării luminoase luate în considerare. Această afirmație, care la prima vedere pare să aducă comportamentul descărcării sub forță magnetică în strânsă analogie cu cel al curenților obișnuiți, este de natură totuși să ascundă o diferență esențială între cele două cazuri. Un curent printr-un fir este deplasat de o forță magnetică deoarece firul în sine este deplasat și nu există nicio altă cale deschisă către curent. Dacă, totuși, curentul ar curge printr-o masă mare de metal, dacă, de exemplu, tubul de descărcare ar fi umplut cu mercur în loc de gaz rarefiat, nu ar exista (excluzând efectul Hall) nicio deplasare a curentului prin ea. În cazul gazului rarefiat avem însă, ceea ce nu avem în metal într-o măsură apreciabilă, o deplasare a liniilor de curgere prin conductor – gazul rarefiat. Astfel, efectele forței magnetice asupra curenților prin fire, și asupra descărcării printr-un gaz rarefiat, în loc să fie, așa cum par la prima vedere, aceleași, sunt aparent opuse între ele.

127.] Explicaţia care pare cea mai probabilă este aceea prin care am explicat efectul unui magnet asupra descărcării fără electrozi: adică. că, atunci când o descărcare electrică a trecut printr-un gaz, furnizarea de molecule disociate sau de molecule într-o stare particulară, lăsate în urmă pe linia de descărcare, a făcut din acea linie un conductor mult mai bun decât restul gazului, că atunci când particulele care o compun sunt deplasate prin acțiunea forței magnetice, descărcarea continuă să treacă prin ele în poziția lor deplasată și menține prin trecerea sa conductivitatea ridicată a acestei linii de particule. Din acest punct de vedere ar fi cazul

foarte asemănătoare cu cea a unui curent de-a lungul unui fir, linia de particule de-a lungul căreia trece descărcarea fiind făcută de descărcare un conductor atât de mai bun decât restul gazului, încât cazul este analog cu un metal.

fir înconjurat de un dielectric.

128.] Această viziune pare să fie confirmată de comportamentul unei scântei între electrozi atunci când o suflare de aer este suflată peste ea; scânteia este deviată de explozie la fel ca un fir flexibil dacă ar fi fixat la cei doi electrozi. Pe

«IЖ

Fig. 52.

În viziunea anterioară, explicația ar fi aceea că, prin trecerea scânteii prin gaz, puterea electrică a gazului de-a lungul liniei de descărcare este diminuată, parțial de persistența atomilor produși de descărcare, parțial poate de căldură produsă de scânteie. Când o suflare de aer suflă prin spațiul dintre electrozi, gazul slab electric va fi transportat cu el, astfel încât următoarea scânteie, care va trece prin gazul slab, va fi deviată. Observațiile lui Feddersen

Fig. 53.

(Pogg. Ann. 103, p. 69, 1858) despre aspectul prezentat de o succesiune de scântei într-o oglindă rotativă atunci când o suflare de aer a fost îndreptată peste electrozi, par să demonstreze în mod concludent că această explicație este cea adevărată, căci el a constatat că prima scânteie era destul de dreaptă, în timp ce scânteile succesive s-au îndoit treptat, după cum se arată în Fig. 52, de explozie.

129.] Efectele produse de un magnet se manifestă în moduri diferite, în diferite părți ale descărcării. Începând cu strălucirea negativă, Plucker (Pogg. Ann. 103, p. 88, 1858), care a fost primul care a observat comportamentul acestei părți a descărcării sub acțiunea unui magnet, a constatat că apariția strălucirii în câmpul magnetic ar putea fi descris spunând că strălucirea negativă s-a comportat de parcă ar consta

Fig. 54.

Fig. 55.

dintr-o substanță paramagnetică, cum ar fi pilitura de fier fără greutate și cu libertate de mișcare perfectă. El a descoperit că granița strălucitoare a strălucirii negative coincidea cu linia de forță magnetică care trecea prin extremitatea electrodului negativ. Figurile. 53, 54, 55, 56, care sunt luate din hârtia lui Plucker, arată forma luată de strălucire atunci când sunt plasate în

Fig. 56.

câmpul magnetic datorită unui electromagnet puternic, tubul fiind plasat în Fig. 54, 55 astfel încât liniile de forță magnetică să fie transversale față de linia de descărcare; în timp ce în Fig. 53 și 56 linia de descărcare este mai mult sau mai puțin tangențială la direcția forței magnetice.

130.] Hittorf (Pogg. Ann. 136, p. 213 și urm., 1869) a constatat că atunci când razele negative erau supuse acțiunii forței magnetice, ele

erau răsucite în spirale și uneori în inele circulare. În experimentele sale, electrodul negativ a fost topit într-un tub mic de sticlă topit în

Fig. 57.

tub de descărcare, capătul deschis al tubului mic proiectând dincolo de electrod. Razele negative au fost prin aceasta limitate la cele care erau aproximativ paralele cu axa tubului mic, astfel încât era ușor să se modifice unghiul pe care aceste raze îl făceau cu liniile de forță magnetică fie prin mișcarea tubului cu descărcare, fie prin modificarea pozitia electromagnetului. Tubul de descărcare a fost modelat astfel încât pereții tubului să fie la o distanță considerabilă de electrodul negativ. Hittorf a descoperit că atunci când direcția razelor negative era tangențială la linia de forță magnetică care trece prin extremitatea catodului, razele continuau să călătorească de-a lungul acestei linii; că atunci când razele erau inițial în unghi drept față de liniile de forță magnetică, s-au ondulat în inele circulare; și că atunci când razele erau oblice față de direcția forței magnetice, acestea erau răsucite în spirale din care erau vizibile două sau trei spire; axa spiralei fiind paralelă cu direcţia forţei magnetice. Aceste efecte sunt ilustrate în Fig. 57, 58, 59 și 60. În Fig. 57 și 58 razele sunt în unghi drept față de liniile de forță magnetică, în timp ce în Fig. 59 și 60 sunt oblice față de ei.

131.] Această formă spirală este calea pe care ar fi parcursă un nega-

Fig. 58.

Fig. 59.

particulă încărcată activ care se îndepărtează de catod. Pentru a demonstra acest lucru, să presupunem că câmpul magnetic este uniform și că axa lui z este paralelă cu liniile forței magnetice. Fie e sarcina particulei, v viteza acesteia. Atunci, dacă privim particula ca o sferă conducătoare mică, forța mecanică asupra ei în câmpul magnetic este, dacă v este mică în comparație cu viteza luminii, aceeași (vezi art. 16) cu cea care ar fi exercitată asupra unității. lungimea unui fir care transportă un curent ale cărui componente sunt paralele cu axele lui x, y, z, respectiv

1 dx

3 evd?

1 dy

1 evdĂ

1 dz

3 evdĂ

unde ds este un element al traseului particulei. Astfel, dacă m este masa particulei, Z forța magnetică, ecuațiile de mișcare ale particulei

Fig. 60.

131.]

sunt

d2x

mlt2

d2y

d2z md2

1 yy

3 evZdi-

1 7dx

-1 evZd?

0.

(1)

(2)

(3)

Deoarece forța asupra particulei este în unghi drept cu direcția ei de mișcare, viteza v a particulei va fi constantă și, deoarece prin (3) componenta vitezei paralele cu axa lui z este constantă, direcția mișcării al particulei trebuie să facă un unghi constant, de exemplu, cu direcția forței magnetice. Deoarece ds/dt este constantă, se pot scrie ecuațiile (1)–(3).

2 d2x 1dy mv= 1 evZ–, ds23ds 2 d2y1dx mv= -1 evZ–, ds23ds 2 d2z mv= 0. ds2

Dacă p este raza de curbură a traseului, A, µ, v cosinusurile direcției sale, d2x Ad2 yµd2zv

ds2 p'ds2p'ds2p

Prin urmare, din ecuațiile precedente

A   1 Ze dy

p   3 mv ds '

µ   1 Ze dx

p   3 mv ds '

v

- = 0.

p

Pătratând și adăugând, obținem

1

p2

1 Ze \ 2

3 Í

3 mv

2

+

Dar

dx \ 2

ds

dy\2 ■ 2

—   = sin a.

Deci 1 i Ze . - = 3sin a. p 3 mv

Prin urmare, raza de curbură a traseului particulei este constantă și, deoarece direcția mișcării formează un unghi constant cu cea a forței magnetice, calea particulei este o spirală a cărei axă este paralelă cu forța magnetică; unghiul spiralei este complementul unghiului pe care direcția de proiecție îl face cu forța magnetică. Dacă a este raza cilindrului pe care este înfășurată spirala, a = p sin2 a,

astfel încât   mv a = 3—- sin a. Ze

Dacă a = π/2, spirala degenerează într-un cerc a cărui rază este 3>mv/Ze.

Fie particula un atom de hidrogen încărcat cu cantitatea de electricitate pe care o asociazăm întotdeauna atomului de hidrogen în fenomenele electrolitice: atunci, deoarece echivalentul electro-chimic al hidrogenului este de aproximativ 10_4, avem, dacă N este numărul de atomi de hidrogen într-un gram din acea substanță, Ne = 104 și Nm = 1; prin urmare, atunci când raza este încovoiată într-un inel cu raza a,

a = 10“4 3V,

Z

sau 3v = 104aZ în hidrogen.

132.] Într-unul dintre experimentele lui Hittorf, cel ilustrat în Fig. 60, el a estimat diametrul inelului ca fiind mai mic de 1 mm.: gazul în acest caz era aer, care nu este un simplu gaz; vom presupune, totuși, că m/e este același ca pentru oxigen sau de opt ori valoarea pentru hidrogen. Punând

a = 5 x 10 2 și m/e = 8 x 10 4, obținem

v = -5-102Z

24

Valoarea lui Z nu este dată în lucrarea lui Hittorf; putem fi siguri, totuși, că a fost considerabil mai mic decât 104 și rezultă că v trebuie să fi fost mai mic decât 2 x 105; această limită superioară valorii lui v este mai mică de șase ori viteza sunetului. Prin urmare, viteza acestor particule trebuie să fie inhnitesimală în comparație cu cea a luminozității pozitive care, după cum am văzut, este comparabilă cu cea a luminii.

133.] Un magnet afectează dispunerea strălucirii negative pe suprafața electrodului, precum și cursul acestuia prin gaz. Astfel, Hittorf (Pogg. Ann. 136, p. 221, 1869) a constatat că atunci când electrodul negativ este un disc vertical plat, iar tubul de descărcare este plasat orizontal între polii unui electromagnet, cu discul într-un plan axial

al electromagnet; discul este curățat de strălucire de forța magnetică, cu excepția celui mai înalt punct din partea cea mai îndepărtată de electrodul pozitiv sau cel mai de jos punct din partea cea mai apropiată de acel electrod, în funcție de direcția forței magnetice. Într-un alt experiment Hittorf, folosind ca catod un tub metalic de aproximativ 1 cm. în diametru, a constatat că atunci când tubul de descărcare este plasat astfel încât axa catodului să fie în unghi drept cu linia de îmbinare-

În polii electromagnetului, catodul este curățat de strălucire în

vecinătatea liniilor în care normalele sunt în unghi drept cu

forta magnetica. Aceste experimente arată că acțiunea unui magnet asupra

strălucirea este aceeași cu acțiunea sa asupra unui sistem de curenți perfect flexibili

ale căror capete pot aluneca liber peste suprafața electrodului negativ.

134.] Coloana pozitivă este, de asemenea, deviată de un magnet în același mod ca un fir perfect flexibil care transportă un curent în direcția celui care trece prin tubul de descărcare. Acest lucru este ilustrat frumos de un experiment datorat lui De la Rive în care descărcarea printr-un gaz rarefiat este pusă în rotație continuă prin acțiunea unui magnet. Metoda de realizare a acestui experiment este prezentată în Fig. 61; cele două borne a și d sunt inele metalice separate între ele printr-un tub izolator care se potrivește peste o bucată de fier sprijinită pe unul dintre polii unui electromagnet M. Acest aranjament este plasat într-un vas în formă de ou din care aerul poate fi epuizat. Pentru ca experimentul să aibă succes este recomandabil să se introducă o cantitate mică de vapori de alcool sau terebentină. Bornele a și d sunt conectate cu o bobină de inducție care, atunci când presiunea din vas este suficient de redusă, produce o bobină de inducție.

Fig. 61.

descărcare prin gazul dintre terminalele a și d, care se rotește sub forța magnetică cu o viteză considerabilă. Rotația descărcării prin gaz se datorează probabil, după cum am văzut, deplasării particulelor prin care a trecut deja o descărcare; particulele deplasate formează o cale mai ușoară pentru o descărcare ulterioară decât linia originală de descărcare de-a lungul căreia nici una dintre moleculele disociate nu a fost lăsată. Noua descărcare nu va fi astfel pe aceeași linie cu cea veche și, prin urmare, coloana luminoasă se va roti. Putem vedea cu ușurință de ce un gaz simplu precum hidrogenul nu ar trebui să prezinte acest efect atât de bine ca unul complicat precum vaporii de alcool sau

de terebentină. Căci descărcările bobinei de inducție sunt intermitente, astfel încât pentru a produce această rotație moleculele disociate produse de o descărcare trebuie să persistă până la sosirea celei ulterioare. Acum ar trebui să ne așteptăm să descoperim că atunci când o moleculă dintr-un gaz stabil precum hidrogenul este disociată prin descărcare, recombinarea atomilor săi va avea loc într-un timp mult mai scurt decât recombinarea similară pentru un gaz complex precum vaporii de terebentină; astfel ar trebui să ne așteptăm ca efectele deversării să fie mai persistente și, prin urmare, rotația mai decisă în vapori de terebentină decât în hidrogen.

135.] Crookes (Phil. Trans. 1879, Part II, p. 657) a produs rotații oarecum analoge ale razelor negative într-un tub foarte epuizat. Forma tubului pe care l-a folosit este prezentată în Figura 62. Când descărcarea a trecut prin acest tub, gâtul din jurul polului negativ a fost acoperit cu două sau trei pete strălucitoare care s-au rotit când tubul a fost plasat peste un electromagnet. Crookes a descoperit că direcția de rotație a fost inversată atunci când forța magnetică a fost inversată, dar că, dacă forța magnetică nu a fost modificată, sensul de rotație nu a fost afectat de inversarea polilor tubului de descărcare. La asta ar trebui să ne așteptăm dacă ne amintim că petele luminoase de pe sticlă se datorează razelor negative și că acestea vor fi în unghi drept față de electrodul negativ; astfel inversarea polilor tubului nu inversează direcția acestor raze; doar modifică distanța lor față de polul electromagnetului. Lucrul curios despre rotație era că avea sensul opus celui care ar fi fost produs de acțiunea unui magnet asupra unui curent care transportă electricitate în aceeași direcție cu cea purtată de razele negative, arătând clar că această rotație se datorează. la un efect secundar și nu la acțiunea primară a forței magnetice

pe curent.

136.] Un experiment datorat lui Goldstein, care poate părea în contradicție cu punctul de vedere pe care l-am adoptat, adică. că deformarea descărcării se datorează deformarii liniei de cea mai mică rezistență electrică, trebuie menționat aici. Goldstein (Wied. Ann. 12, p. 261, 1881) a luat un tub mare de descărcare, de 4 cm. lățime cu 20 lungime, electrozii aflându-se la capete opuse ale tubului. O bucată de sodiu a fost plasată în tub, care a fost apoi umplută rapid cu azot uscat, tubul a fost apoi epuizat până când o descărcare a trecut liber prin tub și sodiul s-a încălzit până când orice hidrogen pe care ar fi putut-o conține a fost îndepărtat. După ce a fost făcut acest lucru, tubul a fost reumplut cu azot și apoi epuizat până când coloana pozitivă a umplut tubul cu o lumină violet roșiatică. Sodiul a fost apoi încălzit lent până când vaporii au început să se desprindă, când descărcarea din partea inferioară a tubului peste sodiu a devenit galbenă pe măsură ce trecea prin vapori de sodiu, în timp ce descărcarea din partea superioară a tubului a rămas roșie ca sodiu. vaporii nu s-au extins până la capăt prin tub. Descărcarea pozitivă a

fost acum deviată de un magnet și condusă în partea de sus a tubului în afara regiunii ocupate de vaporii de sodiu, descărcarea era acum complet roșie și nu arăta nicio urmă de lumină de sodiu. Experimentul face

Fig. 62.

nu par în contradicție cu punctul de vedere pe care l-am susținut, deoarece nu putem suporta

presupune că a călătorit mai mult decât o cantitate infinitezimală de vapori de sodiu

de-a lungul tubului sub acțiunea forței magnetice și nu rezultă că pentru că presupunem că linia de descărcare este slăbită de prezența moleculelor disociate că aceste molecule sunt singurele afectate de descărcare; pare mult mai probabil ca acestea să servească drept nuclee în jurul cărora iau modificările chimice care transmit descărcarea

loc.

137.] Striaţiile sunt afectate de forţa magnetică; în Fig. 53 și 56 poate fi văzută distorsiunea strielor atunci când tubul de descărcare este plasat într-un câmp magnetic. Dacă strălucirea negativă este îndepărtată de linia care unește terminalul prin forță magnetică, coloana pozitivă se prelungește și umple o parte din spațiul ocupat anterior de strălucirea negativă; dacă coloana pozitivă este striată apar noi striæ, astfel că în acest caz avem o creație de striæ prin acțiunea forței magnetice. Cel mai remarcabil efect al unui magnet asupra descărcării striate este însă cel descoperit de Spottiswoode și Fletcher Moulton și Goldstein; Spottiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1879, Part I, p. 205) descriu astfel efectul: „Dacă un magnet este aplicat pe o coloană striată, se va descoperi că coloana nu este pur și simplu aruncată în sus sau în jos ca un întreg. , așa cum ar fi cazul în cazul în care descărcarea ar fi trecut în linii directe de la terminal la terminal, filetând striæ în trecerea sa. Dimpotrivă, fiecare stria este supusă unei rotații sau deformări de exact același caracter ca și cum ar fi cauzat dacă stria ar marca terminarea curenților flexibili care iradiază din capul strălucitor al striei din spatele ei și se termină în suprafața interioară neclară a striei. stria în cauză. O examinare a mai multor cazuri i-a determinat pe autorii acestei lucrări la concluzia că curenții radiază astfel de la capul strălucitor al unei strii către suprafața interioară a următoarei și că nu există un pasaj direct de la un terminal al tubului la alte.' Goldstein (Wied. Ann. 11, p. 850, 1880) a constatat că coloana striată ar putea, prin acțiunea forței magnetice, să fie ruptă într-un număr de curbe luminoase, de același fel cu cele observate de Hittorf în razele negative (vezi Art. 130), numărul de curbe luminoase fiind același cu numărul de strie care dispăruseră; fiecare striație a fost transformată de forța magnetică într-o curbă separată, iar aceste curbe au fost

separate unele de altele prin spații întunecate. Din aceste experimente putem concluziona că coloana pozitivă nu constă dintr-un curent de electricitate care traversează întreaga sa lungime în felul în care un astfel de curent ar traversa un cilindru metalic care coincide cu coloana pozitivă, ci că ea constă mai degrabă dintr-un număr. de curenți separati, fiecare striație corespunzând unui curent care este într-o anumită măsură independent de cei care preced sau urmează. Descărcarea de-a lungul coloanei pozitive ar putea fi ilustrată aproximativ prin plasarea unor bucăți de sârmă de lungime egală cu striații și separate prin spații de aer foarte mici de-a lungul liniei de descărcare.

138.] Goldstein a descoperit că rularea strielor de către forța magnetică a fost cea mai marcată la capătul coloanei pozitive cel mai apropiat de electrodul negativ: mai jos este o traducere a descrierii lui Goldstein a acestui proces (lcp 852). Aspectul este foarte caracteristic atunci când în starea nemagnetizată strălucirea negativă pătrunde dincolo de prima striare în coloana pozitivă. Sfârșitul strălucirii negative este apoi mai departe de catod decât prima striare sau, chiar dacă rarefacția este potrivită, decât a doua sau a treia. Cu toate acestea, capătul strălucirii negative se rostogolește sub acțiunea magnetică până la catod în curba magnetică care trece prin catod. Apoi, separat de acesta printr-un spațiu întunecat, urmează pe partea anodului o curbă în care sunt rulate toate razele primei striații, apoi o curbă similară pentru a doua striare și așa mai departe.

Vom avea ocazia să ne referim din nou la aceste experimente în discuția despre teoria descărcării.

Despre distribuția potențialului de-a lungul unui tub epuizat prin care trece o descărcare electrică.

139.] Modificările care au loc în potenţialul pe măsură ce trecem de-a lungul tubului de descărcare sunt extrem de interesante, deoarece prezintă un contrast remarcabil cu cele care au loc de-a lungul unui fir metalic prin care trece un curent uniform constant; in acest caz gradientul de potential este uniform de-a lungul firului, dar se modifica cand se schimba curentul, fiind dupa legea lui Ohm proportional cu intensitatea curentului; în tubul epuizat, pe de altă parte, gradientul de potențial variază foarte mult în diferite părți ale tubului, dar în coloana pozitivă este aproape independent de intensitatea curentului care trece prin gaz. Potențialele măsurate sunt cele ale firelor scufundate în gazul rarefiat și se pune întrebarea dacă potențialele acestor fire sunt constante, așa cum ar fi dacă firele ar fi în curent continuu, sau dacă sunt variabile, potențialele determinate în aceste experimente fiind valorile medii despre care fluctuează potențialele firelor? Această întrebare este aceeași cu dacă curentul prin gaz este continuu sau intermitent? În acest punct, au existat diferențe considerabile de opinii între fizicieni. Nu există

nicio îndoială că cu ajutorul unei baterii formată dintr-un număr mare de celule se poate obține o descărcare care, dacă nu continuă, are o rată atât de mare de

intermitență care nu poate fi detectată nicio instabilitate atunci când este observată într-o oglindă rotativă care face 100 de rotații pe secundă; acest lucru este suficient pentru a demonstra că, dacă intermitența există, trebuie să fie extrem de rapidă. Totuși, atâta timp cât descărcarea păstrează proprietatea de a necesita o diferență mare de potențial pentru a exista între electrozi , această diferență variind continuu cu presiunea, în timp ce aceasta din urmă variază de la cea a unei atmosfere la presiunea din tubul de descărcare, ar trebui așteaptă ca electrozii să acționeze ca niște condensatoare care sunt în mod continuu încărcate și descărcate, deoarece se află la presiunea atmosferică, cu alte cuvinte, ar trebui să ne așteptăm ca descărcarea să fie intermitentă. Când, totuși, descărcarea trece drept „descărcare cu arc”, a se vedea art. 169, diferența de potențial scade la o valoare relativ mică și este probabil ca această descărcare să fie mult mai aproape continuă decât cea striată.

De asemenea, trebuie amintit că curentul prin gaz poate fi întrerupt chiar dacă cel prin cabluri este continuu. Căci, deoarece curentul prin gaz nu respectă aceleași legi ca atunci când trece printr-un conductor metalic, curentul care trece printr-o secțiune a tubului de descărcare nu trebuie să fie, în niciun moment specificat, același cu cel din secțiunea unuia dintre cabluri. . Curentul mediu trebuie, desigur, să fie același în cele două cazuri, dar numai curentul mediu și nu acesta într-un anumit moment. Pentru a cita o ilustrație dată de Spottiswoode și Moulton, tubul de descărcare poate acționa ca vasul cu aer al unei mașini de pompieri; toată electricitatea care intră iese din nou, dar nu mai cu aceeași pulsație. Tubul poate conține uneori mai multă și uneori mai puțină electricitate liberă și poate acționa ca un vas expansible dacă ar face parte din calea unui fluid incompresibil.

Rapiditatea intermitenței poate fi testată într-o oarecare măsură observând dacă descărcarea este deviată sau nu prin apropierea unui conductor. Când descărcarea este intermitentă și intervalul dintre descărcări atât de lung încât intermitența descărcării poate fi detectată fie de ochi, fie de o oglindă care se rotește încet, descărcarea este deviată când un conductor este adus în apropierea ei; când totuși intermitența este foarte rapidă, descărcarea nu este afectată de apropierea conductorului. Acest efect a fost investigat foarte complet de către Spot-tiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1879, Part I, p. 166; 1880, Part II, p. 564).

140.] Vom începe prin a lua în considerare experimentele lui Hittorf asupra potențialului

gradient țial (Wied. Ann. 20. p. 705, 1883). Tubul de descărcare, Fig. 63, care avea 5,5 cm. în diametru și 33,7 cm. lung, avea fire de aluminiu de 2 mm. în diametru topit în capete pentru electrozi, anodul, a, era de 2 cm. lungime, catodul, c, 7 cm. Pe lângă electrozi, au fost topite în tub fire de aluminiu b, d, e, f, g, cu un diametru de jumătate de milimetru. Diferența de potențial dintre oricare dintre aceste fire ar putea fi determinată prin conectarea lor la plăcile unui condensator și apoi descărcarea condensatorului printr-un galvanometru. Deviația galvanometrului a fost proporțională cu sarcina din condensator, care din nou a fost proporțională cu diferența de potențial dintre fire. Descărcarea a fost produsă prin intermediul unui număr mare de celule ale bateriei cu acid cromic a lui Bunsen, iar intensitatea curentului a fost variată prin introducerea în circuit a unui tub care conținea o soluție de iodură de cadmiu, care este un conductor foarte prost. Nicio intermitență în descărcare nu a putut fi detectată nici de o oglindă care se rotește de 100 de ori pe secundă, nici de un telefon. Tubul a fost umplut cu azot, deoarece acest gaz are avantajul de a nu ataca electrozii și de a nu fi absorbit de aceștia atât de lacom ca hidrogenul. Rezultatele unora dintre măsurători sunt prezentate în următorul tabel, lcp 727:

Presiunea azotului .6 mm.

Numărul ñxing experimentul 12345678
Număr de celule Intensitatea curentului în mil-
5005005006007008009001000
leii de un Ampere . . Lovitura galvanometru din cauza încărcării condensatorului la diferența de potențial dintre—
2448141282317551897000879111192

ac	133132133.5141.5150157165173
ab	2222.52221.521212121
bd	1413131212.5121212.25
de	131313141413.51212.5
ae	5250494747474747
fg	—2.25343.75443.253

Diferența de potențial în volți poate fi obținută aproximativ prin înmulțirea deflexiunii galvanometrului cu 6. În experimentul 1, strălucirea negativă a acoperit aproximativ 1,5 cm. a catodului, iar lumina pozitivă s-a extins la f. În experimentul 2, strălucirea negativă a acoperit 6 cm. a catodului, iar în 3

141.]

d

33,2 43,3 46,2

126,6

46,4 41,7 mm

Fig. 63.

iar următoarele experimente întregul catod. În experimentele 1, 2, 3 grosimea strălucirii negative a rămas aceeași; în experimentele ulterioare în care strălucirea negativă a acoperit întregul catod grosimea acestuia a crescut pe măsură ce intensitatea curentului creștea, iar în 7 și 8 s-a extins până la pereții tubului. Tabelul arată că nu s-au produs modificări ale diferențelor de potențial până când strălucirea negativă a început să crească în grosime. Vedem că de departe cea mai mare scădere a potențialului are loc în imediata vecinătate a catodului, creșterea potențialului de la electrodul negativ spre exteriorul strălucirii negative fiind mult mai mare decât creșterea în tot restul tubului; vedem, de asemenea, că modificările care au loc atunci când grosimea strălucirii negative se modifică au loc în această parte a tubului și că diferențele de potențial din coloana pozitivă sunt independente de puterea curentului. Porțiunile bd și de ale coloanei pozitive, care sunt aproape egale ca lungime, au, de asemenea, practic aceleași diferențe de potențial; iar acestea sunt fiecare mai mici decât cea a porțiunii ab care conține anodul, deși ultima porțiune este considerabil mai scurtă. Firele f, g au fost în toate aceste experimente în spațiul întunecat dintre strălucirea negativă și coloana pozitivă. Mica diferență de potențial dintre aceste fire este foarte de remarcată.

141.] Hittorf a investigat, de asemenea, diferențele de potențial pentru presiuni mai mici ale gazului decât cea utilizată în ultimul experiment; în acest scop, tubul din Fig. 63 nu a fost potrivit, deoarece strălucirea negativă a fost foarte mult interferată de pereții tubului, de aceea a folosit un tub în formă ca cel din Fig. 64, care a fost făcut în mod intenționat larg în regiune. rotund electrodul negativ. Diametrul părții pozitive a tubului a fost de 4 cm., cel al celui negativ de 12 cm. Lungimea electrodului negativ a fost de 15 cm., cea a celui pozitiv de 3 cm. În acest caz, doar două fire, b și d, au fost introduse în tub. Rezultatele experimentelor cu acest tub sunt prezentate în următorul tabel:

Numărul ñxing experimentul 123456
Presiunea azotului în milimetri de mercur
.70.35.175.088.044.022
Număr de celule 600600600600600600
Puterea curentului în milionimi de amper
2870207617911360916488
Lovitura galvanometru din cauza încărcării condensatorului la diferența de potențial dintre— 1 ac 151140145157168178
2 ab 2115129.587
3 bd 301912854.25

4 ad 51342417.51311.25

Numărul ñxing experimentul Presiunea azotului în milimetri 7891011
de mercur .011?.0055?.0029?.0014?.0007?
Număr de celule Puterea curentului în milionimi de
an600800100012001400
Ampèere Lovitura galvanometru datorită încărcării-3266108148141100
adaptarea condensatorului la diferența de potențial dintre—

1 ac 184242298352422
2 ab 7788.58.75
3 bd 443.752.52.25
4 ad 1111.51211.510.5

Strălucirea negativă din toate aceste experimente a acoperit catodul, iar în toate, cu excepția primelor trei, s-a extins până la pereții tubului. Aspectul strălucirii la epuizările superioare este prezentat în Fig. 64, unde porțiunile umbrite reprezintă părțile luminoase ale descărcării; se va vedea din figură că coloana pozitivă era striată.

142.] Tabelul arată că la epuizări mari diferența de potențial dintre electrozi crește pe măsură ce densitatea gazului scade, dar că această creștere se limitează la vecinătatea catodului; raportul dintre modificarea potențialului din apropierea catodului și cel din restul tubului crește pe măsură ce presiunea gazului scade. Diferența de potențial în lumina pozitivă scade pe măsură ce presiunea este redusă, dar scăderea diferenței de potențial nu este atât de rapidă ca scăderea presiunii. Tabelul pare să sugereze că gradientul potențial din coloana pozitivă tinde către o valoare constantă care este independentă de densitate. Trebuie să ne amintim însă că experimentele lui Hittorf o fac

Fig. 64.

nu da diferența de potențial necesară pentru a iniția descărcarea prin gaz, ci distribuția potențialului care însoțește trecerea energiei electrice prin gaz atunci când descărcarea a fost stabilită de ceva timp și unde există o abundență de molecule disociate produse de trecerea deversărilor anterioare. Hittorf a descoperit că numărul de celule care ar menține o descărcare după ce aceasta a fost odată pornită a fost adesea destul de insuficient pentru a o iniția, iar gazul trebuia să fie spart printr-o descărcare dintr-o altă sursă.

143.] Experimentele descrise la art. 79 despre descărcarea fără electrozi, când intervalul dintre două descărcări a fost suficient de lung pentru a oferi gazului prin care a trecut descărcarea posibilitatea de a reveni la starea sa normală înainte de trecerea următoarei descărcări, arată că chiar și atunci când nu se folosesc electrozi. intensitatea electromotoare necesară pentru a începe descărcarea are o valoare minimă la o anumită presiune și că atunci

când presiunea este redusă sub această valoare, intensitatea electromotoare necesară pentru descărcare crește.

144.] Aportul de molecule disociate furnizat de descărcări anterioare explică, de asemenea, o altă particularitate a acestor experimente. Din tabel se va vedea că la o presiune de .0007 mm. de mercur, o diferență de potențial care a dat o deformare a galvanometrului de 10,5, corespunzând la aproximativ 63 de volți, a fost tot ceea ce a avut loc pe o lungime de 12 cm. a pozitivului

ușoară; nu rezultă însă că un gradient de potențial de aproximativ 5 volți pe centimetru ar fi suficient pentru a iniția descărcarea chiar dacă schimbarea mare a potențialului la catod ar fi absentă. De fapt, experimentele descrise anterior cu privire la descărcarea fără electrozi arată că aceasta necesită o intensitate electromotoare mult mai mare decât aceasta, chiar și atunci când catodul este complet eliminat.

Tabelul arată că diferența de potențial dintre a și b, spațiu care include anodul, a depășit la epuizările mai mari valoarea minimă și a început să crească.

145.] Deși diferențele de potențial dintre firele scufundate în coloana pozitivă sunt independente de puterea curentului care trece prin tub, totuși într-un astfel de tub ca Fig. 63 diferențele de potențial dintre firele din mijlocul tubului pot fi afectat de variatii ale curentului daca aceste variatii sunt insotite de modificari ale aspectului descarcarii.

Să presupunem, de exemplu, că tubul este umplut cu azot la o presiune de la 2 la 3 mm. de mercur, atunci când intensitatea curentului este foarte mică, tubul va părea întunecat pe aproape toată lungimea sa, coloana pozitivă și strălucirea negativă fiind reduse la simple pete în vecinătatea electrozilor; când totuși intensitatea curentului crește, coloana pozitivă crește în lungime și dacă creșterea este suficient de mare pentru a face să învelească două fire care se aflau anterior în spațiul întunecat Faraday, diferența de potențial dintre aceste fire se va dovedi a fi foarte mare. mult mai mare decât atunci când gazul din jurul lor era neluminos. Acest lucru este ilustrat pentru presiuni mai mici de tabelul din art. 140, care arată că gradientul de potențial dintre f și g, firele din spațiul întunecat dintre coloana pozitivă și strălucirea negativă, a fost mult mai mic decât gradientul de potențial din coloana pozitivă. Totuși, este arătat și mai clar în următorul set de experimente făcute cu tubul prezentat în Fig. 63 (lcp 739).

Presiunea azotului 3,95 mm. a lui Mercur. Temperatura 12°C.

Numărul ñxing experimentul . . 1234567
Numărul de celule. Intensitatea curentului în milionimi
7007007008009001000 1200
de un Ampere . Lovitura galvanometrului de la încărcarea din condensator din cauza diferenței de potențial dintre—
146520352391248328303541 5820
1 ac. . 166-168175-168190-188212-208238-232255292-285
2 ab . .————636079
3 bd. .16.51818.525436156.5
4 de . .17.5181718202662
5 fg . .1010.511.512131312.5

146.] În experimentele 1-3 tubul era destul de întunecat, cu excepția faptului că destul de aproape de electrozi; anodul avea un strat subțire de lumină pozitivă. Strălucirea negativă sa extins în experimentul 1 peste 1 cm. a catodului, în experimentul 2 peste 3 cm., iar în experimentul 3 peste 3 cm. În experimentul 3, începutul unei descărcări de perie a fost vizibil la anod. Ca urmare a faptului că firele se află în spațiul Faraday întunecat în loc de coloana pozitivă, se va observa că diferența de potențial dintre b și d este foarte puțin mai mare decât în experimentele descrise la art. 140, deși presiunea este de peste șase ori mai mare.

147.] În experimentul 4 coloana pozitivă a ajuns peste b; se va vedea că diferența de potențial dintre b și d a crescut la 25, în timp ce diferențele dintre d și e și dintre f și g, care erau încă în întuneric, au rămas nealterate. În experimentul 5 coloana pozitivă a ajuns dincolo de mijlocul lui bd; diferența de potențial în bd a crescut de la 25 la 43, diferențele de potențial dintre firele în întuneric fiind încă nealterate. În experimentul 6 lumina pozitivă a umplut întregul spațiu publicitar; diferența de potențial dintre b și d a crescut la 61, iar cea dintre d și e a început să crească, deoarece d era acum în coloana pozitivă; această diferență a crescut foarte mult în experimentul 7, când coloana pozitivă a ajuns la e.

148.] Trecem acum la efectul unei modificări a puterii curentului asupra diferenței de potențial la catod. Am remarcat deja că dacă strălucirea negativă nu se răspândește pe tot catodul, singurul efect al creșterii intensității curentului este de a face strălucirea negativă să se răspândească și mai mult peste catod, fără a modifica diferența de potențial. Până când strălucirea nu a acoperit electrodul, nu există, potrivit lui Hittorf, o creștere considerabilă a temperaturii la catod: atunci când, totuși, intensitatea curentului este crescută dincolo de punctul în care întregul catod este acoperit de strălucire, temperatura catodului începe să crească; când curentul prin gaz este foarte puternic, catodul, și uneori chiar anodul, devine alb fierbinte. Atunci când este cazul, caracterul descărcării se

schimbă într-un mod remarcabil, toată luminozitatea dispare din gaz, care atunci când este examinat de spectroscop nu arată nicio urmă a liniilor spectrului său. Tubul cu electrozii săi albi fierbinți înconjurați de gazul întunecat prezintă un aspect remarcabil și, mai ales, este de remarcat faptul că electrozii sunt ridicați la incandescență de un curent, care dacă trecea prin ei când făceau parte dintr-un circuit metalic, cu greu le-ar face apreciabil de fierbinți.

Hittorf a mai descoperit (Wied. Ann. 21. p. 121, 1884) că, dacă într-un tub vid care transmite o descărcare luminoasă obișnuită, o spirală de platină care putea fi ridicată de o baterie la o căldură albă era plasată astfel încât să fie în traseul descărcării, acesta din urmă și-a pierdut toată luminozitatea în vecinătatea spiralei când aceasta era alb fierbinte. Dacă spirala a fost lăsată să se răcească, luminozitatea a apărut din nou înainte ca spirala să se răcească sub o căldură roșie aprinsă.

149.] Pentru experimente de acest fel electrozii de aluminiu se topesc prea usor. Hittorf a folosit în majoritatea experimentelor sale electrozi de iridiu, care pot fi ridicati la o temperatură foarte ridicată fără a se topi. Acestea au fost ridicate la o căldură albă înainte de a fi făcute orice măsurători, pentru a scăpa de orice gaz pe care l-ar fi putut bloca. Lungimea electrozilor a fost de 48 mm. Rezultatul unor experimente asupra azotului este prezentat în tabelul următor (Wied. Ann. 21, p. 111, 1884); în aceasta, când numărul de celule este dat ca 600 xx, înseamnă că x seturi de celule, fiecare conținând 600 de elemente, au fost conectate în paralel.

Experimente cu azot. Electrozi de iridiu la o distanță de 15 mm.

Numărul ñxing experimentul Presiunea azotului în milimetri 12345
de mercur 19.6531.953.153.152.4
Număr de celule 600 x 3600 x 3600 x 3600 x 4400 x 6
Puterea curentului în amperi Lovitură a galvanometrului datorită încărcării din condensator produsă de diferența de potențial dintre
.5351.2251.42.02.1
electrozi 75-8225-3225-3215-2017-20

În primul experiment, o coloană pozitivă galben-roșiatică s-a întins la început de la anod până la o pată intens strălucitoare pe catod; Totuși, catodul a devenit curând alb fierbinte pe toată lungimea sa și apoi nu a arătat nicio urmă de strălucire negativă și nici nu au fost detectate linii de azot atunci când regiunea din jurul catodului a fost examinată de spectroscop. Vârful anodului era alb fierbinte.

Din al doilea experiment vedem că, deși densitatea azotului a fost mult mai mare, diferența de potențial a fost mai mică de jumătate față de primul experiment. Acest lucru se datorează faptului că electrozii sunt mai fierbinți în acest experiment decât în cel precedent. În al treilea experiment, doar jumătate din catod a fost alb fierbinte, dar lungimea

anodului care era incandescent a fost mai mare decât în experimentul precedent. În al patrulea experiment, în care un curent de 2 Ampere a trecut prin gaz, capătul anodului a fost mai fierbinte decât cel al catodului, de fapt, cu acest curent anodul, deși făcut din iridiu, a început să se topească. În lampa obișnuită cu arc, în care avem probabil o descărcare care seamănă foarte mult cu cea din acest experiment, anodul este, de asemenea, mai fierbinte decât catodul atunci când curentul este intens.

În acest caz, gazul era destul de întunecat. O caracteristică foarte remarcabilă arătată de acesta este micșorarea diferenței de potențial dintre electrozi, care nu se ridică la mai mult de 100 de volți, deși gazul se afla la presiunea de 53,1 milimetri, iar distanța dintre electrozi de 15 mm. Când electrozii erau reci, puterea bateriei folosită, aproximativ 1200 de volți, nu era suficientă pentru a sparge gazul: descărcarea trebuia începută prin trimiterea unei scântei dintr-un borcan Leyden prin tub. Conducția prin gaz în acest caz are același caracter ca cel descris la art. 169.

150.] Hittorf a făcut și experimente pe hidrogen și oxid carbonic;

rezultatele pentru hidrogen sunt date în următorul tabel (Wied. Ann. 21, p. 113, 1884):—

Experimente cu hidrogen. Distanța electrozilor de iridiu 15 mm.

Numărul ñxing experimentul Presiunea hidrogenului în mil- 123456
litri de Hg 2033.847.0547.0547.0568.55
Număr de celule .... Intensitatea curentului în 400 x 6400 x 6400 x 6600 x 4800 x 3800 x 3
Ampere Lovitura galvanometru din cauza încărcării în condensator
produsă de diferența de potențial între.5465.3415.3074.9222.9905.8197
electrozii 100107-108110100-110107-110110

În experimentul 1 presiunea și curentul au fost aproape aceleași ca în experimentul 1, art. 149, în azot; diferența de potențial dintre electrozi a fost totuși mult mai mare în hidrogen decât în azot, deși diferența de potențial necesară pentru a iniția o descărcare în hidrogen este considerabil mai mică decât în azot. În aceste experimente, diferența de potențial dintre electrozi pentru această descărcare întunecată pare aproape independentă de curent și de densitatea gazului.

Experimente cu gaz oxid de carbon. Distanța dintre electrozii de iridiu 15 mm.

Numărul ñxing experimentul 1234
Presiunea CO în milimetri de mercur. . . 13.122.7551.775.85
Număr de celule 800 x 3800 x 3800 x 3800 x 3
Intensitatea curentului în Ampèeres .8880.97341.36621.2978

Lovitura galvanometrului din cauza încărcării din condensator produs de diferența de potențial între electrozii 92-10089-924042

Scăderea mare a potențialului, care are loc între experimentele 2 și 3 pe CO, a fost însoțită de o pierdere a luminozității; în 1 și 2 a existat puțină lumină albastră pozitivă la anod, dar în 3 aceasta a dispărut, iar descărcarea era destul de întunecată și nu arăta în spectroscop nicio urmă de benzi de oxid carbonic.

151.]

TRECEREA ENERGIEI ELECTRICE PRIN GAZE.

150

151.] Repetând aceste experimente cu electrozi de carbon în loc de cei cu iridiu, Hittorf a constatat că cu curenți puternici și la presiuni între 10 mm. și 2 mm. descărcarea prin hidrogen a luat o formă foarte particulară, consta din strie în formă de inel, al căror interior era întunecat. Aceste inele s-au extins prin tuburi și au înconjurat atât anodul, cât și catodul, așa cum se arată în Fig. 65.

152.] Experimentele precedente arată că atunci când electrozii sunt alb fierbinți, strălucirea negativă dispare, iar potențialul

diferența dintre electrozi atunci când trece un curent

gazul se scufundă la o fracțiune din valoarea pe care o are atunci când electrozii Fig. 65. sunt reci și există strălucirea negativă. Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 133) a arătat printr-un experiment direct că atunci când catodul este alb fierbinte, un

forța electromotoare foarte mică este suficientă pentru a menține descărcarea. Aranjamentul pe care l-a folosit este prezentat în Fig. 66. Un filament subțire de carbon care

serveste ca catod este intins intre doi conductori mn, si poate fi

ridicat la o căldură albă de un curent care trece prin ea și acești conductori; anodul a se află vertical sub catod și rămâne rece. Când presiunea era foarte scăzută, Hittorf a descoperit că 1 celulă a bateriei sale, echivalentă cu aproximativ 2 volți, ar menține un curent între anod și catod atunci când acestea erau separate de 6 cm.; în acest caz scurgerea a fost destul de întunecată. Când au fost folosite zece sau mai multe celule, o lumină albăstruie pal se răspândește peste anod. Trebuie observat că celula unică nu pornește curentul, ci doar îl menține: curentul trebuie pornit în prealabil prin aplicarea unei diferențe de potențial mult mai mare. În general, Hittorf a pornit curentul prin descărcarea unui borcan Leyden prin tub. Nici un curent nu va trece dacă polii sunt inversați, astfel încât anodul este fierbinte și catodul

rece. În aceste experimente este necesar ca catodul să fie la o căldură albă pentru a trece un curent apreciabil între electrozi; Se pare că se produce foarte puțin efect asupra diferenței de potențial la catod până

când acesta din urmă este mai fierbinte decât o căldură roșu aprins. Curentul produs de o anumită forță electromotoare este mai mare la epuizări mai mari decât la cele scăzute, dar Hittorf a descoperit că ar putea obține efecte apreciabile la presiuni de până la 9 sau 9.

10 mm.

153.] Luând în considerare rezultatele experimentelor în care filamentele de carbon sau firele de platină sunt ridicate la incandescență, trebuie să ne amintim că, așa cum au arătat Elster și Geitel (Art. 43), se produce electrificare.

de corpul incandescent, regiunea în jurul căreia primește o sarcină de electricitate; deși purtătorul acestei sarcini sunt particulele dezintegrate ale firului incandescent sau moleculele disociate ale gazului în sine, nu este clar. Această electrizare face adesea ambiguă interpretarea experimentelor în care corpurile incandescente sunt folosite. Astfel, de exemplu, Hittorf într-un experiment (Wied. Ann. 21, p. 137, 1884) a folosit un tub cu descărcare în formă de U, într-un membru al căruia un hlament de carbon a fost ridicat la incandescență; celălalt membru al tubului conținea un mic electroscop cu foiță de aur; când presiunea gazului din tub era foarte scăzută, Hittorf a descoperit că electroscopul va păstra o sarcină de electricitate negativă, dar a pierdut imediat o sarcină pozitivă. Acest experiment nu

arată totuși în mod concludent că electricitatea pozitivă scapă mai ușor decât cea negativă dintr-un metal într-un gaz care se află în starea în care conduce electricitatea, deoarece același efect s-ar produce dacă incandescentul.

Filamentul de carbon a produs o electrizare negativă în gazul din jurul său.

154.] Felul în care trecerea energiei electrice din metal în gaz, sau invers, este facilitată prin creşterea temperaturii metalului până la punctul de incandescenţă este ilustrat de un efect observat în experimentele de dezactivare a gazelor fierbinţi. înscris în art. 37. S-a constatat că atunci când trecea un curent între electrozii scufundați într-un tub de platină la o căldură galben strălucitor și care conținea ceva gaz, cum ar fi iodul, care conduce bine, curentul a fost oprit imediat dacă o bucată mare de frig folia de platină a fost coborâtă între electrozi, deși în tub era un curent ascendent puternic de gaz care a împiedicat formarea unui strat rece de gaz împotriva folia de platină: de îndată ce folia a devenit incandescentă, curentul de la unul sau două celule Leclanché treceau liber. S-ar părea, așadar, că chiar și atunci când gazul se află în starea în care conduce electricitatea liber, o parte din cat-

Fig. 66.

Diferența de potențial odă va rămâne atâta timp cât catodul în sine nu este incandescent.

155.] Trecerea energiei electrice de la un gaz la un electrod negativ pare, așa cum vom vedea mai târziu, să necesite ceva echivalent cu o combinație chimică între atomii încărcați ai metalului și atomii gazului care poartă descărcarea; iar motivul dispariţiei scăderii potenţialului la catod atunci când acesta din urmă este incandescent se datorează probabil că această combinaţie are loc în aceste condiţii mult mai uşor decât atunci când electrodul este rece.

156.] Warburg (Wied. Ann. 31, p. 545, 1887: 40, p. 1, 1890) a făcut o serie valoroasă de experimente asupra circumstanțelor care influențează scăderea potențialului la catod. El a investigat efectul produs asupra acestei căderi prin modificarea gazului, a dimensiunii și materialului electrozilor și a cantității de impurități din gaz. Hittorf, după cum am văzut, a arătat deja că atâta timp cât există loc pentru ca strălucirea negativă să se răspândească pe suprafața catodului, scăderea potențialului catodului este aproximativ independentă de intensitatea curentului.

În experimentele lui Warburg, scăderea potențialului la catod, prin care se înțelege diferența de potențial dintre catod și un fir la limita luminoasă a strălucirii negative, a fost măsurată cu un electrometru cadran. Warburg a descoperit că, atâta timp cât întreg catodul nu a fost acoperit de strălucirea negativă, scăderea potențialului la catod a fost aproape independentă de densitatea gazului: acest lucru este arătat de următorul tabel (lcp 579), în care E reprezintă diferența de potențial dintre electrozi, care au fost fabricați din aluminiu, e căderea potențialului la catod, E și e fiind măsurată în volți, p presiunea gazului, hidrogen uscat, măsurată în milimetri de mercur, i curent prin gaz în milionimi de ampere.

p.	eE - ei
9,5	1911396140
6.4	1901034740
4.4	190704810
3.0	189502640
1,79	191401730
1,20	192391360
.80	19139508

Acest tabel arată că, deși scăderea potențialului în lumină pozitivă

a scăzut pe măsură ce presiunea a scăzut, scăderea potențialului la catod a rămas aproape constantă.

157.] În azotul uscat imperfect, care conținea și o urmă de oxigen, diferența de potențial catodic depindea într-o oarecare măsură de metalul din care era făcut electrodul; electrozii de platină, zinc și fier au avut practic aceeași cădere de potențial; pentru electrozii de cupru scăderea a fost de aproximativ 3%. iar pentru electrozii de aluminiu aproximativ 15%. mai puțin decât pentru platină. În hidrogenul care conținea o urmă de oxigen, potențiala cădere pentru platină, argint, cupru, zinc și oțel a fost practic aceeași, aproximativ 300 de volți. În cazul ultimelor trei metale, însă, valoarea căderii potențialului catodic la începutul experimentului a fost mult mai mică de 300 de volți și abia după o lungă scânteie a crescut la valoarea sa normală; Warburg a atribuit acest lucru prezenței la începutul experimentului a unei pelicule subțiri de oxid care s-a disipat treptat prin scânteie; el a descoperit prin experiment direct că potențiala cădere a unui electrod de oțel oxidat intenționat a fost mai mică decât valoarea atinsă de un electrod de oțel strălucitor după ce a fost folosit o perioadă de timp. Scăderea potențială pentru electrozii de aluminiu și magneziu a fost de aproximativ 180 volți și, prin urmare, a fost considerabil mai mică decât pentru electrozii de platină (cf. Art. 47); aceste metale, totuși, sunt ușor de oxidat; și deoarece, spre deosebire de alte metale, ele nu se dezintegrează atunci când sunt utilizate ca catozi, pelicula de oxid nu ar fi îndepărtată prin utilizare.

158.] Faptul că un număr mare de metale dau aceeași cădere de potențial, în timp ce altele dau una variată, pare să indice că această cădere potențială depinde dacă electrozii participă sau nu la o schimbare chimică care are loc la catod. ; iar legătura dintre această scădere a potențialului și modificările chimice care au loc în apropierea catodului pare și mai clar arătată de efectele surprinzător de mari produse de o cantitate mică de impuritate în gaz. Warburg a constatat că scăderea potențialului la catod în azot care conținea urme atât de umiditate, cât și de oxigen a fost de 260 volți, în timp ce același azot, după ce a fost uscat cu foarte multă atenție, a dat o cădere a catodului de 343 volți: astfel, în acest caz, un simpla urmă de umiditate a diminuat căderea catodului cu 25 la sută., îndepărtarea urmei de oxigen a produs efecte la fel de remarcabile, vezi art. 160. Acest lucru indică în mod clar influența exercitată de acțiunile chimice la catod asupra scăderii potențialului în acea regiune; deoarece o simplă urmă de substanță este adesea suficientă pentru a începe reacții chimice care ar

159.]

ar fi imposibil fără ea: astfel, de exemplu, Pringsheim (Wied. Ann. 32, p. 384, 1887) a descoperit că, dacă nu sunt prezente urme de umiditate, hidrogenul și clorul gazos nu s-ar combina pentru a forma acid clorhidric sub acțiunea lumina soarelui dacă nu era foarte intensă.

159.] Căderea potențialului la catod pare să fie redusă la fel de mult de o urmă de umiditate, cât și de o cantitate mai mare, atâta timp cât cantitatea totală de umiditate din azot rămâne mică; dacă totuși cantitatea de vapori de apă este considerabilă, scăderea potențialului este mai mare decât pentru azotul pur; astfel, într-un amestec de azot și vapori de apă, în care presiunea datorată azotului a fost de 3,9 mm., că datorită vaporilor de apă de 2,3 mm., Warburg a constatat că scăderea potențialului a fost de aproximativ 396 volți, față de aproximativ 343 volți. pentru azot care conține o urmă de oxigen; creșterea scăderii potențialului la catod nu a fost totuși atât de mare comparativ cu creșterea diferențelor de potențial de-a lungul coloanei pozitive.

În hidrogen, Warburg a descoperit că o urmă de vapori de apă a crescut diferența de potențial la catod în loc să o diminueze ca în azot.

160.] Warburg (Wied. Ann. 40, p. 1, 1890) a investigat de asemenea efectele produse prin îndepărtarea din azot sau hidrogen a oricărei urme de oxigen care ar fi putut fi prezentă. Acest lucru a fost făcut prin plasarea de sodiu în tubul de descărcare și apoi după ce celălalt gaz a fost lăsat în tub, încălzirea sodiului, care s-a combinat cu orice oxigen care ar putea fi în tub. Efectul de îndepărtare a oxigenului din azot a fost foarte remarcabil: astfel, în azotul lipsit de oxigen, scăderea potențialului la catod atunci când s-au folosit electrozi de platină a fost de numai 232 volți față de 343 volți când era prezentă o urmă de oxigen; când s-au folosit electrozi de magneziu, scăderea potențialului a fost de 207 volți; în hidrogen fără oxigen, scăderea potențialului a fost de 300 volți cu electrozi de platină și 168 volți cu electrozi de magneziu; astfel, la electrozii de platină scăderea potențială a hidrogenului este mai mare decât a azotului, în timp ce la electrozii de magneziu este mai mică.

161.] Warburg a investigat și un caz în care condițiile pentru schimbarea chimică la catod erau cât se poate de simple, unul în care gazul era vapori de mercur (cu eventual o urmă de aer) iar catodul o suprafață de mercur; el a descoperit că spațiul întunecat negativ era prezent și că căderea catodului a fost foarte considerabilă, însumând aproximativ 340 de volți;

aceasta, la presiunile folosite in aceste experimente intre 3,5 mm. și 14,0 mm., a fost mult mai mare decât diferența de potențial într-o porțiune a luminii pozitive aproximativ jumătate din nou mai lungă decât piesa de la catod, pentru care a fost măsurată căderea potențialului.

162.] În aer lipsit de acid carbonic, dar care conține puțină umiditate, Warburg (Wied. Ann. 31, p. 559, 1887) a constatat că potențiala scădere a fost de aproximativ 340 de volți: aceasta este foarte aproape de valoarea găsită de dl. Pace pentru cea mai mică diferență de potențial care ar trimite o scânteie între două plăci

paralele. Când luăm în considerare teoria descărcării, vom vedea că există motive pentru a concluziona că este imposibil să se producă o scânteie printr-o diferență de potențial mai mică decât scăderea potențialului catodic în gazul prin care trebuie să treacă scânteia.

Cercetările făcute de Hittorf privind distribuția potențialului de-a lungul tubului arată, după cum am văzut, art. 140, că gradientul de potențial nu este deloc constant; pentru a produce modificările acestui gradient care apar în vecinătatea catodului, trebuie să existe în acea regiune o cantitate de electricitate liberă în tub. Schuster (Proc. Roy. Soc. 47, p. 542, 1890) concluzionează din măsurătorile sale ale potențialului în vecinătatea catodului că, dacă p este densitatea de volum a electricității pozitive libere la o distanță x de catod, p variază ca e_KX.

163.] Măsurătorile potenţialului de-a lungul coloanei pozitive au fost mai puţin numeroase decât cele ale spaţiului întunecat negativ. Hittorf, De la Rue și Hugo Muller sunt de acord în a constata că gradientul potențial apropiat de anod este, deși nu este comparabil cu cel de la catod, mai mare decât cel din mijlocul tubului.

164.] Gradientul de potențial în coloana pozitivă nu este ca scăderea potențialului la catod aproximativ independent de densitate, el scade pe măsură ce presiunea gazului scade: dar pe măsură ce presiunea gazului scade, distanța dintre două consecutive striațiile crește și, deși nu găsesc experimente care să se refere la acest punct, ar fi o chestiune de mare interes să știm dacă diferența de potențial de-a lungul unei lungimi a coloanei pozitive este egală cu distanța dintre două striații, unde acestea sunt regulate. , este aproximativ independent de densitatea gazului.

165.] De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 1878, Part I, p. 159) au măsurat gradienții potențiali de-a lungul unui tub în care două porțiuni largi erau conectate printr-o bucată de tub capilar, suficient de îngust pentru a se strânge.

166.]

strie; au descoperit că gradientul potențial este mult mai mare de-a lungul porțiunii capilare decât de-a lungul celei late. Astfel, diferența de potențial de-a lungul a 4,25 inci a coloanei pozitive din tubul lat, care avea aproximativ Ц de un inch în diametru, a fost, la o scară arbitrară, 75, în timp ce diferența de potențial de-a lungul unei porțiuni a coloanei pozitive, care includea 2. inci din tubul lat și 3,75 inci din tubul capilar (1 de un inch în diametru), a fost de 138; gradienții potențiali de-a lungul porțiunilor largi și înguste sunt astfel în proporție de 1 la 1,55.

În acest caz, catodul era în partea largă a tubului; când tubul din jurul catodului este atât de îngust încât limitează strălucirea negativă, creșterea diferenței de potențial la catod produsă de această restricție face mult mai dificil să treacă o descărcare prin tubul

îngust decât printr-unul mai larg. . Un experiment datorat lui Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 93, 1884) ilustrează acest efect într-un mod foarte remarcabil; la o presiune de .03 mm. de mercur, a fost nevoie de 1100 de celule pentru a forța descărcarea printr-un tub de 1 cm. în diametru, în timp ce 300 de celule au fost suficiente pentru a-l forța între simi

electrozi mari la aceeași distanță între ei într-un tub

11 cm. în diametru, umplut cu același tip de gaz la aceeași presiune.
+°_

166.] Când electrozii sunt plasați atât de aproape de Fig. 67.

împreună că spațiul întunecat din jurul catodului se extinde până la anod, aspectul descărcării este complet schimbat: acest lucru este foarte bine arătat într-un experiment datorat lui Hittorf (Pogg. Ann. 136, p. 213, 1869) reprezentat în Fig. 67; electrozii erau paraleli unul cu celălalt, iar presiunea gazului din tubul de descărcare era atât de scăzută încât spațiul întunecat din jurul catodului se extindea dincolo de anod; descărcarea pozitivă în acest caz, în loc să se întoarcă spre catod, a pornit de la cotul anodului pe partea cea mai îndepărtată de catod și apoi s-a strecurat de-a lungul suprafeței sticlei până a ajuns la limita întunericului negativ. spaţiu. Am observat un efect asemănător în cursul unor experimente privind descărcarea între plăci mari paralele (Proc. Camb. Philos. Soc. 5, p. 395, 1886); când presiunea gazului era foarte

mică, coloana pozitivă, în loc să treacă între plăci, a mers, ca în fig. 68, din partea inferioară a plăcii inferioare care era electrodul pozitiv, iar după ce a trecut între sticlă și plăci a ajuns până la negativ. strălucire, care era deasupra plăcii negative: spațiul dintre plăci era destul de întunecat și lipsit de strălucire.

Fig. 68.

Lehmann (Molekularphysik, bd. 2, p. 295) a observat cu un microscop aspectul descărcării care trece între electrozi de diferite forme, așezați foarte aproape unul de altul; prezintă într-un mod foarte frumos aceleași particularități ca cele descrise acum; Hgurele lui Lehmann sunt reprezentate în Fig. 69.

Atunci când distanța dintre electrozi este mai mică decât grosimea spațiului întunecat, este foarte dificil să treacă descărcarea între ei; acest lucru este ilustrat foarte izbitor de un alt experiment al lui Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 96, 1884) care este reprezentat în Fig. 70. Cei doi electrozi aveau doar 1 mm. separat, dar regiunile din jurul lor erau legate printr-un tub spiralat lung de 31 m. lung; în ciuda diferenței enorme dintre lungimile celor două căi, descărcarea, când

presiunea era foarte scăzută, totul s-a rotit prin spirală, iar spațiul dintre electrozi a rămas destul de întunecat.

167.] În cazuri de acest fel, diferența de potențial necesară pentru a produce descărcarea între doi electrozi trebuie diminuată prin creșterea distanței dintre ei. Căci în experimentele lui Hittorf, diferența de potențial dintre electrozi a fost egală cu scăderea potențialului la catod, plus modificarea potențialului datorată celor 31 m. de lumină pozitivă în spirală, în timp ce, dacă cea mai scurtă distanță dintre electrozi ar fi fost mărită până când ar fi fost doar mai mare decât grosimea spațiului întunecat negativ, diferența de potențial dintre electrozi la trecerea descărcării s-ar fi ridicat doar la căderea catodului. , plus diferența de potențial datorată unei coloane pozitive scurte în loc de una de 31 de metri lungime, astfel încât diferența de potențial ar fi fost mai mică decât atunci când electrozii sunt

Fig. 69.

mai aproape unul de altul. Experimentul păcii descris în art. 53 este o dovadă directă a adevărului acestei afirmații pentru o presiune mai mare și este liber de obiecția la care este deducția anterioară din experimentul lui Hittorf.

probabil, că caderea catodului poate să nu fie aceeași atunci când descărcarea începe în vasul mare când strălucirea negativă este nerestricționată, așa cum este atunci când descărcarea trece prin tuburile înguste, ai căror pereți strâng strălucirea negativă.

Fig. 70.

168.] Aceste rezultate explică un efect deosebit care se observă atunci când descărcarea trece între electrozi ușor curbați la distanță nu prea mare unul de celălalt; până când presiunea este foarte scăzută, descărcarea trece pe cea mai scurtă distanță dintre electrozi, dar după ce este atinsă o presiune foarte scăzută descărcarea părăsește centrul câmpului și, pentru a obține o lungime mai mare a scânteii, se îndepărtează din ce în ce mai mult de ea. presiunea gazului este redusă.

Descărcarea arcului.

169.] „Descărcarea cu arc”, din care binecunoscuta lampă cu arc este un exemplu familiar, este caracterizată prin trecerea unui curent mare și

incandescența ambelor borne, precum și prin diferența de potențial relativ mică dintre ele. ; am considerat un caz al acestei descarcari in art. 148, gazul era, totuși, în acel caz, la o presiune scăzută; cazurile în care gazul este la presiuni mai mari prezintă un interes deosebit, din cauza utilizării pe scară largă a acestei forme de descărcare în scopuri de iluminat.

Dacă curentul printr-un tub de vid cu electrozi crește treptat, descărcarea, așa cum a descoperit Gassiot în 1863, se schimbă treptat de la tipul obișnuit de descărcare a tubului vidat cu spațiu negativ și o coloană pozitivă striată la descărcarea cu arc, în care există com-

diferență relativ mică între aparițiile la terminale. Terminele sunt strălucitor incandescente în timp ce gazul rămâne relativ întunecat, fiind probabil în starea în care are un aport mare de molecule disociate prin intermediul cărora poate transmite curentul deși gradientul de potențial este mic.

Legătura dintre lungimea scânteii, diferența de potențial și curentul în descărcarea arcului a fost investigată de mulți fizicieni, care au descoperit cu toții că diferența de potențial V este aproape independentă de curent și poate fi exprimată prin formula

$$V = a + bl,$$

unde l este lungimea scânteii și a și b sunt constante. Ayrton și Perry (Phil. Mag. [5] 15, p. 346, 1883), folosind o formulă identică cu cea precedentă dacă scânteile nu sunt foarte scurte, au constatat că pentru electrozii de carbon a = 63 volți și b = 21,6 volți, dacă l se măsoară în centimetri. Valoarea lui a depinde probabil de calitatea carbonului din care sunt alcătuiți electrozii, deoarece alți observatori, care au folosit și electrozi de carbon, au găsit valori considerabil mai mici pentru a. Când se folosesc mai multe substanțe volatile decât carbonul, valorile lui a sunt mai mici, cu cât substanța este mai volatilă, cu atât mai mică este în general valoarea lui a. Acest lucru este confirmat de următoarele determinări făcute de Lecher (Wied. Ann. 33, p. 625, 1888); lungimea l în aceste ecuații se măsoară în centimetri,

și V în volți:

Electrozi orizontali de carbon...............V = 33 + 45l.

Electrozi verticali de carbon.................V = 35,5 + 57l.

Electrozi de platină, (.5 cm. în diametru) V = 28 + 41l. Electrozi de fier, (.55 cm. în diametru) . . V = 20 + 50l. Electrozi de argint, (.49 cm. în diametru) . V = 8 + 60l.

170.] Forma expresiei pentru V arată că potențialul necesar pentru menținerea curentului între doi electrozi incandescenți nu poate fi sub

o anumită valoare minimă, oricât de scurt ar fi arcul. Măsurătorile anterioare pentru un arată că această diferență de potențial, deși mică în comparație cu „căderea catodului” atunci când electrozii sunt reci, este mult mai mare decât cea pe care Hittorf în experimentele sale (vezi art. 152) a considerat necesară pentru a menține un curent constant atunci când catodul era incandescent; trebuie să ne amintim însă că în experimentele lui Lecher

gazul era la presiunea atmosferică, în timp ce la Hittorf presiunea era foarte scăzută.

171.] Lecher (lc) a investigat gradientul de potențial în arc prin introducerea unui electrod de carbon de rezervă și a constatat că acesta era departe de a fi uniform: astfel, atunci când diferența de potențial dintre anod și catod era de 46 de volți, a existat o cădere. de 36 volți aproape de anod și o cădere mai mică

de zece volți lângă catod. Rezultatul că scăderea mare a potențialului în descărcarea arcului are loc aproape de anod este confirmat de un experiment făcut de Fleming (Proc. Roy. Soc. 47, p. 123, 1890), în care un electrod de carbon de rezervă a fost pus în arcul; atunci când acest electrod a fost conectat la anod, un curent suficient a trecut în jurul noului circuit pentru a suna un sonerie electrică, dar când a fost conectat la catod, curentul care

a făcut ocolul circuitului nu a fost apreciabil.

172.] Termenul din expresia pentru potenţial din art. 169, care este independent de lungimea arcului și care implică o cheltuială de energie atunci când electricitatea călătorește printr-un spațiu de aer infinitezimal de mic, este probabil legată de munca necesară pentru dezintegrarea electrozilor, deoarece electrozii sunt mai volatili. cu atât acest termen este mai mic.

173.] Dezintegrarea electrozilor este o caracteristică foarte marcată a descărcării arcului și nu este, ca în cazul când curenții mici trec printr-un gaz foarte epuizat, limitat la electrodul negativ; de fapt, atunci când se folosesc electrozi de carbon, pierderea în greutate a anodului este mai mare decât cea a catodului, anodul fiind scobit și luând o formă asemănătoare craterului.

174.] Poate cel mai interesant

Fig. 71.

exemple de descărcare în arc sunt cele care apar atunci când suntem capabili

prin intermediul transformatoarelor pentru a produce o mare diferență de potențial, să zicem

treizeci sau patruzeci de mii de volți între doi electrozi și, de asemenea, să transmită prin arc un curent foarte considerabil. În acest caz arcul prezintă aspectul ilustrat în Fig. 71. Descărcarea, în loc să treacă în linie dreaptă între electrozi, se ridică de la electrozi în două coloane care se unesc în partea de sus, unde se văd adesea striații, deși acestea nu apar în fotografia din care a fost luată Fig. 71. Coloanele verticale au uneori de la optsprezece inci până la două picioare lungime, pâlpâie încet și sunt foarte ușor de stins, un puf foarte ușor de aer fiind suficient pentru a le stinge. Sufla de aer rupe aparent continuitatea centurii de molecule disociate de-a lungul căreia trece curentul, iar curentul este oprit la fel cum ar fi oprit un curent printr-un fir dacă firul ar fi tăiat. Descărcarea este însoțită de un trosnet, ca și cum un număr de scântei minute ar trece între porțiuni ale arcului temporar separate de intervale foarte scurte de spațiu.

175.] Relația dintre pierderile de greutate ale anodului și catodului în descărcarea arcului depinde însă foarte mult de materialul din care sunt fabricați electrozii; astfel Matteucci (Comptes Rendus, 30, p. 201, 1850) a constatat că pentru electrozii de cupru, argint și alamă catodul a pierdut mai mult decât anodul, în timp ce pentru fier pierderea în greutate a anodului era mai mare decât cea a catodului.

Electrozii din descărcarea arcului sunt la o temperatură extrem de ridicată, de fapt probabil cele mai ridicate temperaturi pe care le putem produce se obțin astfel. La electrozii de carbon anodul este mult mai fierbinte decât catodul (comparați Art. 149). Deoarece temperatura electrozilor este atât de ridicată, este probabil ca aceștia să fie dezintegrați parțial prin acțiunea directă a căldurii și nu în întregime prin procese pur electrice, cum ar fi cele care au loc în electroliză; din acest motiv, nu ar trebui să ne așteptăm să găsim vreo relație simplă între pierderea în greutate a electrodului și cantitatea de electricitate care a trecut prin arc. Grove (Phil. Mag. [3] 16, p. 478, 1840), care a folosit un anod de zinc suficient de mare pentru ca temperatura să nu crească în jurul punctului său de topire, a ajuns la concluzia că cantitățile de zinc pierdute și de oxigen absorbit de către electrodul erau echivalenti chimic cu oxigenul eliberat într-un voltametru plasat în circuit. Pe de altă parte, Herwig, (Pogg. Ann. 149, p. 521, 1873), care a investigat relația dintre pierderea în greutate a unui electrod de argint în arc și cantitatea de descompunere chimică într-un voltametru plasat în același circuit, nu a reușit totuși să găsească nicio lege simplă de conectare

cei doi. Strălucirea luminii date de electrozii de carbon este mult crescută prin înmuierea lor într-o soluție de sulfat de sodiu.

176.] Particulele proiectate de la electrozi în descărcarea arcului sunt probabil încărcate cu electricitate, deoarece sunt deviate de un magnet; astfel, o parte din electricitatea care trece între electrozi va fi transportată de aceste particule. Cu toate acestea, s-au făcut relativ puține experimente referitoare la acest punct cu privire la descărcarea arcului și nu avem informațiile care ne-ar permite să estimăm cât de mult din curent este transportat de electrozii dezintegrați și cât de gaz.

Fleming (Proc. Roy. Soc. 47, p. 123, 1890) a sugerat că tot curentul este transportat de particule rupte de pe electrozi, că aceste particule sunt proiectate (în principal din catod) cu viteze enorme și că incandescența a electrozilor se datorează căldurii dezvoltate prin bombardarea lor de către aceste particule; scobirea anodului este pe această teorie presupusă a se datora unui fel de acțiune de sablare exercitată de particulele care provin de la electrodul negativ.

Pe această teorie, dacă o înțeleg bine, gazul de care sunt învăluiți electrozii nu joacă niciun rol în descărcare. Nu cred că teoria este în concordanță cu observațiile lui Hittorf și Gassiot privind continuitatea descărcării arcului cu descărcarea striată obișnuită produsă într-un tub vid prin care trece doar un curent foarte mic și nici nu pare în concordanță cu ceea ce noi cunoașteți conductivitatea ridicată a gazelor care se află la o temperatură ridicată sau prin care a trecut recent o descărcare electrică.

Căldura produsă de descărcare.

177.] Deși descărcarea electrică este în general însoțită de lumină intensă, temperatura medie a moleculelor de gaz prin care trece este adesea deloc ridicată. Astfel, E. Wiedemann (Wied. Ann. 6, p. 298, 1879) a constatat că temperatura medie a unei coloane de aer la o presiune de aproximativ 3 mm. făcută luminoasă prin trecerea descărcării poate fi sub 100° C. Deoarece, totuși, orice instrument pe care îl putem folosi pentru a măsura temperatura gazului măsoară doar temperatura medie a moleculelor care umplu un spațiu considerabil, faptul că această temperatură este scăzut nu exclude existența unui număr mic de molecule care se deplasează cu viteze mult mai mari decât viteza medie corespunzătoare temperaturii indicate de termometru.

Pe de altă parte, faptul că gazul este luminos în timpul descărcării nu oferă dovezi concludente ale existenței moleculelor într-o stare comparabilă cu cea a majorității moleculelor dintr-un gaz la o temperatură foarte ridicată, pentru simpla creștere a temperatura neînsoțită de modificări chimice pare să aibă un efect redus în creșterea luminozității unui gaz; astfel, într-unul dintre experimentele lui Hittorf deja menționate, unde temperatura

electrozilor a fost suficient de mare pentru a topi iridiul, gazul din jurul lor atunci când a fost examinat de spectroscop nu a arătat nicio linie spectroscopică. S-ar părea că schimbul de atomi între molecule care are loc probabil atunci când descărcarea trece prin gaz este mult mai eficient în a-l face luminos decât simpla creștere a temperaturii neînsoțită de modificări chimice.

178.] Multe experimente au fost făcute de G. și E. Wiedemann, Hittorf și alții cu privire la distribuția de-a lungul liniei de descărcare a căldurii produse de scânteie. Experimentele lui Hittorf sunt cel mai ușor de interpretat, deoarece, prin intermediul unei baterii mari, el producea prin tubul de descărcare un curent care, dacă nu este absolut continuu, era atât de aproape, încât nicio lipsă de continuitate nu putea fi detectată nici de o oglindă rotativă, nici de un telefon; prin urmare, gazul avea o șansă mult mai mare de a ajunge într-o stare de echilibru decât dacă s-ar fi folosit descărcări intermitente precum cele produse de o bobină de inducție.

Hittorf (Wied. Ann. 21, p. 128, 1884) a introdus trei termometre în tubul de descărcare, unul aproape de catod, altul în partea luminoasă a strălucirii negative și al treilea în coloana pozitivă. El a constatat, folosind curenți mici și presiuni gazoase scăzute, că temperatura termometrului de lângă catod era cea mai ridicată, cea a celui în luminozitate negativă următoarea, iar cea a celui din coloana pozitivă cea mai scăzută.

Distribuția temperaturii depinde foarte mult de intensitatea curentului. Hittorf a descoperit că atunci când puterea a crescut, diferența dintre temperaturile termometrelor sale a crescut și ea. Când totuși creșterea curentului este atât de mare încât descărcarea devine o descărcare cu arc, atunci, în orice caz, atunci când se folosesc electrozi de carbon, temperatura la anod este mai mare decât cea a catodului; cu curenti slabi am vazut ca este mai jos.

E. Wiedemann (Wied. Ann. 10, p. 225 și urm., 1880) a constatat că distribuția temperaturii de-a lungul debitului depindea de presiune.

În experimentele sale, temperatura la anod a fost puțin mai mare decât cea a catodului când presiunea era de aproximativ 26 mm. de mercur, la presiuni mai mici catodul era mai fierbinte, iar diferența dintre temperaturile catodului și anodului creștea pe măsură ce presiunea scadea.

Diferențele dintre fenomenele la electrozii pozitivi și negativi.

179.] Am văzut deja că atunci când presiunea gazului este mică cei doi electrozi prezintă aspect foarte diferit, există totuși multe diferențe între un anod și un catod chiar și la presiunea atmosferică.

Fig. 72.

Aspectul descărcării scânteii la cei doi electrozi este diferit. Următoarea figură este dintr-o fotografie a scânteii în aer la presiunea atmosferică. Se va observa că scânteile par să atingă un punct definit pe electrodul negativ, dar să se răspândească pe o zonă considerabilă a pozitivului. Puncte strălucitoare de lumină sunt adesea văzute pe electrodul pozitiv, dar nu și pe negativ, acestea sunt încă mai izbitoare la presiuni mai mici. Când scânteia este ramificată ca în Fig. 73, ramurile sunt îndreptate către electrodul negativ.

Dacă electrozii nu sunt de aceeași dimensiune, lungimea scânteii pentru aceeași diferență de potențial pare să depindă de dacă electrodul mai mare sau mai mic este utilizat ca catod, deși este o întrebare contestată dacă

această diferență există dacă scânteia nu este însoțită de o altă formă de descărcare. Astfel, dacă de exemplu electrozii sunt sfere de diferite dimensiuni, Faraday (Experimental Researches, § 1480) a constatat că lungimea scânteii era mai mare atunci când sfera mai mică era pozitivă decât atunci când era negativă. Putem exprima acest rezultat spunând că atunci când câmpul electric nu este uniform, gazul nu se descompune atât de ușor atunci când cea mai mare intensitate electromotoare este la catod, așa cum o face atunci când este la anod.

Măsurătorile lui Macfarlane (Phil. Mag. [5] 10, p. 403, 1880) ale diferenței de potențial necesare pentru a începe o descărcare între o minge și un disc sunt în concordanță cu acest rezultat, deoarece a descoperit că pentru o anumită lungime de scânteie diferența de potențial dintre electrozi era mai mică atunci când bila era pozitivă decât atunci când era negativă.

Fig. 74.   Fig. 75.

180.] De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 1878, Part I, p. 55) au observat efecte analoge în experimentele pe care le-au făcut cu bateria lor mare de clorură de argint asupra distanței de scânteie dintre un punct și un disc. Ei au descoperit că, pentru diferențele de potențial între 5000 și 8000 de volți, distanța de scânteie era cea mai mare atunci când punctul era pozitiv și discul negativ, în timp ce pentru diferențele de potențial mai mici au descoperit că rezultatul opus este adevărat. Aspectul descărcării în punctul pozitiv pe care l-au găsit a fost diferit de cel din negativ. Descărcarea în punctul negativ este reprezentată în Fig. 74, cea la pozitiv în Fig. 75.

181.] Wesendonck (Wied. Ann. 38, p. 222, 1889), totuși, concluzionează din experimentele sale că nu există diferențe polare de acest fel atunci când descărcarea trece în întregime ca o scânteie și că diferențele care au fost observate se datorează coexistenței altor tipuri de descărcare, cum ar fi o perie și strălucire.

Existența unui astfel de tip de descărcare ar pune gazul într-o stare în care este slab electric și, prin urmare, nu este potrivit pentru a rezista trecerii.

a scânteii. Această explicație nu pare în contradicție cu experimentul lui Faraday, deoarece, așa cum vom vedea în paragraful următor, pensula negativă se formează mai ușor decât cea pozitivă. Astfel, dacă scânteile din experimentele sale au trecut doar atunci când au fost precedate de formarea de perii la ambii electrozi, s-ar putea produce dacă cea mai mare intensitate electromotoare ar fi fost în locul în care peria s-a format cu cea mai mare dificultate - anodul. — în timp ce s-ar putea să nu fie produs dacă cea mai mică intensitate ar fi la anod, astfel gazul ar fi mai slab din punct de vedere electric în primul caz decât în al doilea.

182.] Diferențe polare considerabile par, fără îndoială, să apară în perii și descărcări strălucitoare. Astfel Faraday (Experimental Researches, § 1501) a constatat că dacă două sfere egale au fost electrificate până când și-au descărcat electricitatea printr-o descărcare de perie în aer, descărcarea a avut loc la un potențial mai mic pentru bila negativă decât pentru cea pozitivă; Astfel, pe bila pozitivă se acumulează mai multă electricitate decât pe cea negativă înainte de apariția periei, astfel încât atunci când are loc peria pozitivă, aceasta este mai fină decât cea negativă.

p

Fig. 76.

Descărcarea periei este, de asemenea, intermitentă, iar din moment ce peria pozitivă necesită o acumulare mai mare de energie electrică decât cea negativă, intervalul dintre descărcări consecutive este mai mare pentru peria pozitivă decât pentru peria negativă.

Pensiile pozitive și negative sunt reprezentate în Fig. 76, copiate dintr-o figură dată de Faraday.

În descărcarea periei, electricitatea pare să fie transportată parțial de particule de metal rupte din electrozi. Nahrwold (Wied. Ann. 31, p. 473, 1887) a confirmat concluzia că pensula negativă se formează mai ușor decât pozitivul.

Wesendonck (Wied. Ann. 39, p. 601, 1890) a arătat că atunci când descărcarea trece ca o descărcare luminoasă dintr-un punct în aer, hidrogen sau azot, potențialul la care începe descărcarea este mai mic atunci când punctul este negativ. decât atunci când este pozitiv.

Fig. 77.

Figurile lui Lichtenberg și Figurile de praf ale lui Kundt.

183.] Diferențe foarte tangibile între descărcările de la electrozii pozitivi și negativi la presiuni obișnuite se obțin dacă lăsăm descărcarea de la unul sau altul dintre electrozi să treacă pe o placă neconductoare acoperită cu o pulbere prost conducătoare. Dacă, de exemplu, pudrăm o placă cu un amestec de sulf roșu și galben și apoi provocăm o descărcare dintr-un punct electrificat pozitiv să treacă în placă, sulful, care prin frecare cu minium este electrificat negativ. , aderă la poziția

părți ale plăcii electrificate activ și se vor găsi aranjate într-o formă de stea ca cea reprezentată în Fig. 77. Dacă, pe de altă parte, descărcarea este luată dintr-un corp electrificat negativ, aspectul miniului pe placa este cea reprezentată în Fig. 78. Acestea sunt cunoscute sub numele de figurile lui Lichtenberg; cele pozitive sunt mai mari decât cele negative.

Dacă electrozii sunt fabricați din conductori foarte proai, cum ar fi lemnul, acolo

Fig. 78.

nu există nicio diferență între cifrele pozitive și cele negative.

184.] Se obțin figuri foarte frumoase dacă o placă de sticlă acoperită cu o pulbere neconductoare, precum licopodiul, este așezată pe o placă metalică și două fire legate cu polii unei bobine de inducție făcute să atingă suprafața pulverulată a sticla. Când descărcarea trece, pulberea se aranjează în modele care sunt fin ramificate și au un aspect asemănător mușchiului la anod și un aspect mai plin sau lichenos la catod. Figura însoțitoare este dintr-o lucrare a lui Joly (Proc. Roy. Soc. 47, p. 84, 1890); electrodul negativ este în stânga.

Fig. 79.

185.] După cum a remarcat Lehmann (Molekularphysik, bd. 11, p. 303), diferențele dintre cifrele pozitive și negative sunt ceea ce ar trebui să ne așteptăm dacă descărcarea trece ca o perie de la electrodul pozitiv și ca o strălucire de la negativ. unu. El a verificat prin observație directă că acesta este adesea cazul.

De asemenea, cred că se aruncă multă lumină asupra diferenței dintre cifrele pozitive și negative din Fig. 80, care este dată de De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 1878, Partea I, p. 118) ca debitul produs

de 11; 000 din celulele lor de clorură de argint în aer liber. Se va observa că la electrodul negativ există o descărcare continuă suprapusă pe streamers care sunt singura formă de descărcare la pozitiv, această descărcare continuă va explica pe deplin lipsa comparativă de detaliu în figura negativă.

186.] Cifrele lui Kundt sunt obținute prin împrăștierea pulberilor neconductoare pe o placă metalică orizontală, în loc de, ca în figurile lui Lichtenberg,

Fig. 80.

peste unul neconductor. Dacă placa este scuturată după ce o descărcare a trecut dintr-un punct negativ în placa pozitivă, se va descoperi că pulberea va cădea din fiecare parte a plăcii, cu excepția unui cerc mic sub electrodul negativ, unde pulberea se lipește de placă. și formează ceea ce se numește „gură de praf” a lui Kundt. Dimensiunile acestui cerc sunt foarte variabile, variind în experimentele originale ale lui Kundt (Pogg. Ann. 136, p. 612, 1869) de la 10 la 200 mm. în diametru. Dacă punctul este pozitiv și placa negativă, valorile lui Kundt se formează doar cu mare dificultate.

Efecte mecanice produse de descărcare.

187.] Am luat în considerare deja efectele mecanice produse de proiecția particulelor din catod: multe alte astfel de efecte sunt totuși produse de descărcarea electrică. Una dintre cele mai interesante dintre acestea este cea descrisă de De la Rue și Hugo Muller (Phil. Trans. 1880, p. 86): ei au descoperit că atunci când descărcarea din baterie mare de clorură de argint a trecut prin aer la presiunea de 53 mm. de mercur, presiunea aerului a fost crescută cu aproximativ 30 la sută și au demonstrat, prin măsurarea temperaturii, că creșterea presiunii nu poate fi explicată de căldura produsă de scânteie.

Acest efect poate fi observat cu ușurință dacă un manometru este atașat la orice tub obișnuit de descărcare, gazul din interior fiind cel mai convenabil la o presiune de la 2 la 10 mm. de mercur. La trecerea fiecărei scântei are loc o mișcare rapidă a lichidului în manometru de parcă ar fi fost lovit de o lovitură venită din tub; imediat după trecerea scânteii, lichidul din manometru revine la o distanță scurtă de poziția sa de echilibru și apoi se strecoară încet înapoi în restul drumului. Acest efect târâtor se datorează probabil scăpării lente a căldurii produse de trecerea scânteii. Indicatorul se comportă ca și cum ar fi un val de

presiune mare a trecut prin tub când scânteia a trecut.

188.] Meissner, Abhand. der Konig. Gesellschaft, Gottingen, 16, p. 98 și următoarele, 1871 (care pare să fi fost primul care a observat acest efect, deși în experimentele sale nu a fost dezvoltat într-o asemenea măsură ca în cele ale lui De la Rue și Müller), a constatat că, dacă un tub prevăzut cu un manometru ar fi fost plasate între plăcile unui condensator a existat o creștere a presiunii atunci când plăcile erau încărcate sau descărcate și nici un efect atâta timp cât încărcarea condensatorului rămâne constantă. În acest caz nu a existat nicio scânteie între plăcile condensatorului, iar efectul trebuie să se fi datorat trecerii prin gazul electricității care, atunci când era în echilibru înainte de a trece scânteia, a fost răspândit peste sticla tubului. .

Meissner a observat acest efect atunci când tubul era umplut cu oxigen, hidrogen, acid carbonic și azot, deși era foarte mic când tubul era umplut cu hidrogen.

189.] Efectul pare prea mare pentru a fi explicat doar prin creșterea presiunii statice datorată descompunerii moleculelor de gaz prin descărcare, pentru că în experimentul lui De la Rue, gazul era conținut într-un vas mare și descărcarea a trecut ca un fir îngust între electrozi, presiunea a crescut cu aproximativ 30 la sută.

Fig. 81.

Acum, dacă această creștere a presiunii s-ar datora divizării moleculelor în atomi, ar fi necesar ca aproximativ o treime din molecule să fie astfel divizate printr-o descărcare care a ocupat doar o fracțiune inhnitesimală din volumul gazului.

190.] S-ar părea mai probabil că în acest caz am avut ceva analog cu alungarea particulelor dintr-un punct electrificat, ca în fenomenul obișnuit al „vântului electric” sau cel al proiecției particulelor din catod care apare atunci când descărcarea trece printr-un gaz la o presiune foarte scăzută; diferența dintre acest caz și cel pe care îl luăm în considerare este că în cel din urmă, deoarece presiunea este mai mare, moleculele scoase din catod își comunică impulsul către

gazul din jur în loc să-l rețină până când se lovesc de pereții tubului de refulare. Acest lucru ar avea ca efect diminuarea densității gazului în vecinătatea liniei de descărcare și, prin urmare, ar crește densitatea și presiunea în alte părți ale tubului.

Fig. 82.

191.] Topler (Pogg. Ann. 134, p. 194, 1868) a investigat prin intermediul unui aranjament stroboscopic perturbarea aerului produsă de trecerea unei scântei. Următoarele cifre luate din lucrarea sa arată regiunile în care gazul este expandat în vecinătatea liniei de scânteie la intervale mici succesive de timp după trecerea scânteii . Se va observa că aceste regiuni prezintă umflături și contracții periodice, ca și cum centrii de cea mai mare perturbare ar fi repartizați la nivel regulat și finit.

intervale de-a lungul liniei de descărcare. Un aspect asemănător a fost observat de Antolik (Pogg. Ann. 154, p. 14, 1875) când descărcarea trecea peste o placă acoperită cu pulbere hne; pulberea s-a plasat în creste la intervale regulate de-a lungul liniei de descărcare.

192.] Acest efect este frumos ilustrat și într-un experiment făcut de Joly (Proc. Roy. Soc. 47, p. 78 și urm., 1890), în care descărcarea trecea de la o fâșie de platină la alta între plăci de sticlă. așezate atât de aproape unul de altul încât au arătat inelele lui Newton; a fost doar cu dificultate că descărcarea a putut fi trecută prin acest spațiu îngust, a refuzat să treacă prin centrul inelelor și a făcut tot posibilul să treacă prin locurile unde distanța dintre plăci era cea mai mare. Pe unde trecea făcea brazde pe sticlă în unghi drept de linia de descărcare și separate la intervale regulate; o reprezentare mărită a acestora este prezentată în Fig. 82, luată din lucrarea lui Joly. Când aerul dintre plăci a fost înlocuit cu hidrogen, aceste brazde au avut tendința de a fi mai larg separate.

193.] Efectele explozive produse de scânteie sunt bine ilustrate de un experiment datorat lui Hertz (Wied. Ann. 19, p. 87, 1883), în care anodul a fost plasat la fundul unui tub de sticlă cu o gură îngustă. , în timp ce catodul a fost plasat în afara tubului și aproape de capătul deschis. Tubul și electrozii au fost într-un borcan clopot umplut cu aer uscat la o presiune de 40-50 mm. de mercur. Când descărcarea dintr-un borcan Leyden încărcat de o bobină de inducție a trecut, strălucirea care o însoțea a fost suflată din tub și s-a extins la câțiva centimetri de la capătul deschis. În acest experiment, ca și în bine-cunoscutul „vânt electric”, efectele explozive par să fie mai viguroase la anod decât la catod.

Acțiunea chimică a descărcării electrice.

194.] Când descărcarea electrică trece printr-un gaz, aceasta produce în majoritatea cazurilor modificări chimice perceptibile, deși aceste modificări se datorează acțiunii electrice a scânteii, fie că sunt efecte secundare datorate creșterii mari a temperaturii. care apar fie la electrozi, fie de-a lungul traseului descărcării, este foarte dificil de determinat când descărcarea ia forma unei scântei strălucitoare.

195.] Din acest motiv vom lua în considerare în principal modificările chimice produse de acele forme de descărcare în care efectele termice sunt la fel de

cât mai mic posibil, deși chiar și în aceste cazuri, deoarece putem măsura doar temperatura medie a unui număr mare de molecule, este întotdeauna posibil să luăm în considerare orice efect chimic presupunând că, deși temperatura medie nu este mult crescută de descărcare, un număr mic de molecule au energia lor cinetică atât de mult crescută încât pot intra în combinații chimice proaspete.

Explicația termică a modificărilor chimice necesită ca acestea să fie ulterioare și nu contemporane cu trecerea descărcării; din punctul de vedere adoptat în această carte, schimbările chimice de un fel sunt necesare înainte ca descărcarea să poată trece, deși nu rezultă în niciun caz că schimbările chimice care sunt esențiale în transportul curentului sunt cele care sunt în cele din urmă evidente. Când electricitatea trece printr-un electrolit lichid, substanțele eliberate la electrozi sunt ca urmare a unor acțiuni chimice secundare, frecvent diferite de ionii care transportă curentul.

Fig. 83.

196.] O metodă foarte convenabilă de a produce descărcări cât mai libere de căldură mare este utilizarea unui ozonizator Siemens, reprezentat în Fig. 83. Două tuburi de sticlă sunt topite împreună, iar gazul prin care are loc descărcarea circulă între ele. , intrând pe unul dintre tuburile laterale și ieșind pe celălalt; interiorul tubului interior și exteriorul exterior sunt acoperite cu folie de staniu și sunt conectate cu polii unei bobine de inducție. Când bobina funcționează, o descărcare liniștită trece ca o serie de fire luminoase între suprafețele sticlei opuse una față de cealaltă. Această formă de descărcare este adesea numită „descărcare tăcută”.

și de scriitorii francezi l'effluve electrique.

Când aerul sau oxigenul sunt trimise printr-un tub de acest fel, când bobina funcționează, se produce o cantitate considerabilă de ozon.

Ozonul nu este produs prin acțiunea unui câmp electric constant asupra oxigenului sau aerului decât dacă câmpul este suficient de intens pentru a produce o descărcare prin gaz (vezi JJ Thomson și R. Threlfall, Proc. Roy. Soc. 40, p. 340, 1886).

Meissner (Abhandlungen der Konig. Gesell. Gottingen, 16, p. 3, 1871) a constatat că ozonul era produs în tuburi plasate între plăcile unui condensator atunci când condensatorul era încărcat sau descărcat, deși nu treceau scântei între plăci, dar că nu s-a produs ozon atunci când încărcările de pe plăcile condensatorului au fost menținute constante. Acest lucru s-a datorat probabil trecerii prin gazul de electricitate care se distribuise peste pereții tubului sub acțiunea inductivă a plăcilor încărcate ale condensatorului.

Bichat și Guntz (Annales de Chimie et de Physique [6], 19, p. 131, 1890) atribuie formarea ozonului, chiar și prin descărcarea tăcută, unor cauze pur termice. Ei consideră descărcarea strălucitoare sub formă de fir înconjurată de gazul neluminos ca pe o coloană de oxigen foarte fierbinte înconjurată de o atmosferă rece și consideră condițiile analoge cu cele care se obțin într-un tub „chaud froid” St. Claire Deville, prin ajutorul căruia afirmă că Troost și Hautefeuille au produs ozon din oxigen fără utilizarea descărcării electrice.

197.] Cu ajutorul descărcării silențioase sunt produse o mulțime de modificări chimice, dintre care următoarele sunt date de Lehmann, Molekular-physik, (bd. 2, p. 328.) Acidul carbonic este divizat prin descărcare în oxid carbonic, oxigen și ozon: vapori de apă în hidrogen și oxigen: atunci când descărcarea trece prin acetilenă, se produc un solid și un lichid: hidrogenul fosforizat dă în circumstanțe similare un solid: hidrura de metil dă gaz de mlaștină, hidrogen și un acid: protoxidul de azot se împarte în azot și oxigen: protoxidul de azot în protoxid de azot, azot și oxigen.

Un amestec de acid carbonic și gaz de mlaștină dă un fluid vâscos; azotul se combină parțial cu amoniacul: oxidul carbonic și hidrogenul dau un produs solid: oxidul carbonic și gazul de mlaștină o substanță rășinoasă: azot și hidrogen amoniac.

Dextrina, benzina și sodiul absorb azotul sub influența deversării și intră în combinație chimică cu acesta. Hidrogen

se formează cu compuși rășinoși cu benzină și terebentină.

198.] Berthelot (Annales de Chimie et de Physique, [5], 10, p. 55, 1877) a arătat că absorbția azotului de către dextrină are loc la intensități electromotoare foarte mici; el a arătat acest lucru conectând straturile interioare și exterioare ale ozonizatorului la puncte la diferite înălțimi deasupra suprafeței solului și a constatat că această diferență de potențial, care a variat în cursul experimentelor de la +60 la -180 volți, a fost suficient pentru a produce în decurs de câteva săptămâni o absorbție apreciabilă de azot printr-o soluție de dextrină în contact cu acesta. Diferențele potențiale dintre aceste experimente au fost atât de mici, iar rata lor de variație atât de lentă, încât pare improbabil ca orice descărcare să fi putut trece prin azot, iar experimentele sugerează că acțiunea

chimică dintre un gaz și o substanță în care se află contactul poate fi produs prin acțiunea unui câmp electric variabil fără trecerea energiei electrice prin cea mai mare parte a gazului. Berthelot sugerează că plantele pot, sub influența electricității atmosferice, să absoarbă azotul printr-o acțiune de acest fel. Această sugestie ridică, de asemenea, întrebarea foarte importantă dacă modificările chimice care însoțesc creșterea plantelor pot avea vreo influență asupra dezvoltării electricității atmosferice.

199.] Trebuie să luăm acum în considerare relația dintre cantitatea de electricitate care trece printr-un gaz și cantitatea de acțiune chimică care are loc în consecință. Este necesar să se facă aici o distincție, care a fost prea mult neglijată, între partea acestei acțiuni care are loc la electrozi și partea care are loc pe lungimea scânteii. Când un curent de electricitate trece printr-un electrolit lichid, singura dovadă de descompunere chimică se găsește la electrozi. Când, totuși, descărcarea electrică trece printr-un gaz, modificările chimice nu sunt limitate la electrozi, ci au loc și de-a lungul liniei de descărcare. Acest lucru este dovedit de faptul că atunci când descărcarea fără electrod trece prin oxigen se produce ozon, după cum o mărturisește existența timp de câteva secunde după ce descărcarea trece prin oxigen se produce ozon, așa cum demonstrează existența timp de câteva secunde. dupa ce a trecut descarcarea de o frumoasa stralucire fosforescenta: acelasi lucru se dovedeste si prin comportarea descarcarii cand trece prin acetilena; primele două sau trei scântei sunt de o frumoasă culoare verde deschis, în timp ce toate descărcările ulterioare sunt de un fel de roz albicios, ceea ce arată că primele două sau trei scântei au descompus gazul.

200.] Deoarece descompunerea chimică nu este limitată la electrozi, cantitatea sa trebuie să depindă de lungimea scânteii; acest lucru a fost dovedit de Perrot (Annales de Chimie et de Physique [3], 61, p. 161, 1861), care a comparat cantitățile de vapori de apă descompuși în același timp într-un număr de tuburi de descărcare plasate în serie, scânteia. lungimi în tuburi cuprinse între doi milimetri și patru centimetri; a descoperit că volumele de gaz descompuse variau de la 2 cc la 52 cc și că nici cea mai lungă, nici cea mai scurtă scânteie nu a produs efectul maxim. Prin plasarea unui voltametru în circuit, Perrot a descoperit că într-unul dintre tuburile sale cantitatea de vapori de apă descompusă de scântei era de aproximativ 20 de ori mai mare decât cantitatea de apă descompusă în voltametru. Este evident de aici că, dacă dorim să ajungem la orice relație simplă între cantitatea de energie electrică care trece prin gaz și cantitatea de descompunere chimică produsă, trebuie să separăm partea acesteia din urmă care apare pe lungimea scânteii de cea care are loc la electrozi.

Fig. 84.

201.] Acest lucru pare să fi fost făcut într-o investigație remarcabilă făcută cu mai bine de treizeci de ani în urmă de Perrot (lc), care nu

pare să fi atras atenția pe care o merită și care ar răsplăti bine repetarea. Aparatul folosit de Perrot în experimentele sale este reprezentat în Fig. 84 din lucrarea sa. Scânteia a trecut între două fire de platină sigilate în tuburi de sticlă, cfg, dfg, pe care nu le atingeau decât în locurile unde erau sigilate: capetele deschise, c, d, ale acestor tuburi aveau aproximativ 2 mm. separați, iar firele se terminau în interiorul tuburilor la o distanță de aproximativ 2 mm. de la capete. Celelalte capete ale acestor tuburi au fost introduse sub eprubete ee, în care gazele care au trecut prin tuburi au fost

colectate. Aerul a fost evacuat din vasul a iar vaporii de apă prin care a trecut evacuarea s-au obținut prin încălzirea apei din vas la circa 90°C: s-au luat măsuri de precauție speciale pentru a elibera această apă de orice gaz dizolvat. Fluxul de vapori care ia naștere din această apă a condus în sus pe tuburi gazele produse de trecerea scânteii; o parte din aceste gaze a fost produsă pe toată lungimea scânteii, dar în acest caz hidrogenul și oxigenul ar fi în proporții echivalente chimic; o parte din gazele conduse în sus prin tuburi ar fi totuși eliberate la electrozi și doar în această parte ne-am putea aștepta să avem o relație simplă cu cantitatea de electricitate care a trecut prin gaz.

Când scânteia a încetat, au fost analizate gazele care se adunaseră în eprubetele e și e; în primul rând au fost explodate prin trimiterea unei scântei puternice prin ele, aceasta a scăpat deodată de hidrogenul și oxigenul care existau în proporții echivalente chimic și a scăpat astfel de gazul produs pe lungimea scânteii. După explozie, gazele rămase în tuburi erau hidrogenul sau oxigenul în exces, împreună cu o cantitate mică de azot, din cauza puținului aer care se scursese în vas în timpul experimentelor sau care fusese absorbit de către apă. Rezultatele acestor analize au arătat că a existat întotdeauna un exces de oxigen în eprubetă în legătură cu electrodul pozitiv și un exces de hidrogen în eprubeta conectată cu electrodul negativ și, de asemenea, că cantitățile de oxigen și hidrogen din tuburile respective erau aproape echivalente chimic cu cantitatea de cupru depusă dintr-o soluție de sulfat de cupru într-un voltametru plasat în serie cu tubul de descărcare.

Aceste rezultate sunt atât de importante încât voi cita integral unul dintre experimentele lui Perrot (lc pp. 182-183).

Durata experimentului 4 ore. 8,5 miligrame de cupru depuse în voltametru din sulfat de cupru; această cantitate de cupru este echivalentă chimic cu 3 cc de hidrogen și 1,5 cc de oxigen la presiunea atmosferică.

În eprubeta peste electrodul negativ se aflau la sfârșitul experimentului 37,5 cc de gaz, după explozia de către scânteie acesta s-a redus la 3,1 cc, astfel încât cea mai mare parte a gazului colectat a fost de departe hidrogen și oxigen în proporții echivalente chimic,

produse nu la electrozi, ci de-a lungul liniei scânteii. La gazul original s-au adăugat 5,3 cc de oxigen, care a fost din nou explodat și

contractia a fost de 4,5 cc; în gazul inițial din eprubetă a existat deci un exces de 3 cc de hidrogen și .1 cc de ceva în afară de hidrogen și oxigen, probabil azot. În eprubeta peste electrodul pozitiv erau 35,8 cc de gaz la sfârșitul experimentului, după explozia de către scânteie aceasta s-a redus la 1,6 cc s-au adăugat 1,8 cc de oxigen, dar nu a existat nicio explozie când a trecut scânteia; S-au adăugat 8,7 cc de hidrogen și amestecul a explodat când scânteia a trecut; contracția produsă a fost de 9,6 cc, arătând că excesul de oxigen prezent inițial a fost de 1,4 cc și că s-au amestecat 0,2 cc de azot cu acesta. Astfel, excesele de hidrogen și oxigen din tuburi au fost aproape echivalente din punct de vedere chimic cu cantitatea de cupru depusă în voltametru. Acest lucru este confirmat și de următoarele rezultate ale altor experimente făcute de Perrot (lcp 183).

al 2-lea experiment. Durata experimentului 4 ore. Cuprul depus într-un voltametru de 6 miligrame, echivalent chimic cu 2,12 cc de hidrogen și 1,06 cc de oxigen.

Gaz în eprubetă peste electrodul pozitiv 35,10 cc; exces de oxigen .95 cc; azot .2 cc

Gaz în eprubetă peste electrodul negativ 32,40 cc; exces de hidrogen 2,10 cc; azot .1 cc

al 4-lea experiment. Durata experimentului 3 ore. Cuprul depus într-un voltametru de 5,5 miligrame, echivalent chimic cu 1,94 cc de hidrogen și cu 0,97 cc de oxigen.

Gaz în eprubetă peste electrodul pozitiv 25,10 cc; exces de oxigen .85 cc; azot .15 cc

Gaz în eprubetă peste electrodul negativ 27,70 cc; exces de hidrogen 1,8 cc; azot .21 cc

al 6-lea experiment. Durata experimentului 32 de ore. Cupru depus într-un voltametru de 6 miligrame, echivalent chimic cu 2,12 cc de hidrogen și cu 1,06 cc de oxigen.

Gaz în eprubetă peste electrodul pozitiv 30,20 cc; exces de oxigen .90 cc; azot .2 cc

Gaz în eprubetă peste polul negativ 32,50 cc; exces de hidrogen 2,05 cc; azot .2 cc

Aceste rezultate par să demonstreze în mod concludent (presupunând că descărcarea a trecut drept între firele de platină și nu a trecut

printr-un strat de umiditate pe părțile laterale ale tuburilor) că conducția prin

202.]

Vaporii de apă sunt produși prin descompunere chimică și, de asemenea, că într-o moleculă de vapori de apă atomii de hidrogen și oxigen sunt asociați cu aceleași sarcini electrice ca și în electroliții lichizi.

202.] Un alt mod în care se manifestă modificările chimice care însoțesc trecerea scânteii printr-un gaz este prin producerea unei străluciri fosforescente, care durează adesea câteva secunde după încetarea descărcării. În multe gaze această strălucire nu apare, însă este extrem de strălucitoare în oxigen. O modalitate convenabilă de a produce strălucire este să luați un tub lung de aproximativ un metru umplut cu oxigen la o presiune scăzută și să produceți o descărcare fără electrod în mijlocul tubului. Din inelul luminos produs de descărcare, o ceață fosforescentă se va răspândi prin tub, mișcându-se suficient de lent pentru ca mișcarea sa să fie urmată de ochi. Ceața pare să provină de la ozon, iar fosforescența se datorează reconversiei treptate a ozonului în oxigen. Această vedere este confirmată de faptul că, dacă tubul este încălzit, strălucirea nu se formează prin descărcare, ci de îndată ce tubul este lăsat să se răcească, strălucirea este din nou produsă: astfel, strălucirea, ca ozonul, nu poate exista la o temperatura mare.

Spectrul acestei străluciri în oxigen este unul continuu, în care, totuși, se pot observa câteva linii strălucitoare dacă se folosește o putere de dispersie foarte mare. Strălucirea se formează și în aer, deși nu atât de puternic ca în oxigenul pur. Când se folosesc electrozi, se pare că se formează cel mai ușor peste electrodul negativ, mai ales dacă acesta este format dintr-o suprafață fiat de acid sulfuric.

Am experimentat cu un număr mare de gaze pentru a vedea dacă s-a format sau nu strălucirea când descărcarea fără electrod a trecut prin ele. Nu am detectat niciodată nicio strălucire într-un singur gaz (spre deosebire de un amestec) decât dacă acel gaz a fost unul care a format modificări polimerice, dar toate gazele pe care le-am examinat care polimerizează au arătat strălucirea ulterioară. Gazele în care am găsit strălucirea sunt oxigenul, cianogenul (în care este extrem de persistent, deși nu atât de strălucitor ca în oxigen), acetilena și clorura de vinil, care polimerizează toate.

Un bec plin cu oxigen pare să-și păstreze puterea de a străluci neîmperecheat, oricât de mult ar putea fi aprins. Cu toate acestea, în becurile pline cu alte gaze, strălucirea după o scânteie îndelungată nu este atât de strălucitoare cum era inițial. Acest lucru pare să sugereze că modificarea polimerică produsă de scânteie nu este complet reconvertită în forma originală.

203.]

Scânteie facilitată de schimbările rapide ale intensității Câmpului Electric.

203.] Jaumann (Sitzb. d. Wien Akad. 97, p. 765, 1888) a făcut câteva experimente interesante asupra efectului asupra lungimii scânteii a modificărilor mici, dar rapide, în starea electrică a electrozilor. Aranjamentul folosit pentru aceste experimente este reprezentat în Fig. 85, care este preluată din lucrarea lui Jaumann.

___________e

IE

Smochin. 85.

Curentul principal de la o mașină electrică a încărcat condensatorul в, în timp ce un condensator vecin c ar putea fi încărcat prin spațiul aerian f; c era un mic condensator a cărui capacitate era de numai .55 m., în timp ce в era o baterie de borcane Leyden a cărei capacitate era de 1000 de ori mai mare decât c. Un alt circuit conectat cu mașina ducea la un fir subțire plasat aproximativ 5 mm. deasupra unei plăci e care era legată de pământ. O descărcare strălucitoare a trecut între sârmă și placă, iar diferența de potențial dintre acoperirile interioare și exterioare ale borcanului в a fost constantă și egală cu aproximativ 12 unități electrostatice. Când butoanele air-break f au fost împinse brusc împreună, o scânteie de aproximativ 0,5 mm. în lungime a fost produsă la f și, în plus, o scânteie strălucitoare de 5 mm. a sărit de mult peste spațiul aerian la e, unde înainte era doar o strălucire. Trecerea scânteii la f a pus cele două condensatoare в și c în comunicare electrică, iar acest lucru a fost echivalent cu creșterea capacității lui в cu aproximativ o parte la o mie; această modificare a capacității a produs o diminuare corespunzătoare a diferenței de potențial dintre acoperirile sale. Această perturbare a echilibrului electric ar da naștere la oscilații mici, dar foarte rapide în diferența de potențial dintre fir și placa e, iar acest câmp variabil părea capabil să trimită o scânteie peste e, unde atunci când potențialul era constant.

nu se vedea decât o strălucire.

204.] Se pare astfel că un gaz este mai slab din punct de vedere electric în condiții electrice oscilante decât sub cele constante, pentru că nu este evident de ce adăugarea capacității condensatorului mic la cea a lui в ar produce vreo diferență considerabilă în intensitatea electromotoare la e. Este adevărat că, în timp ce

descărcarea oscilează, tuburile de inducție electrostatică nu sunt distribuite în același mod ca atunci când câmpul este constant și poate avea loc foarte probabil o anumită concentrare a acestor tuburi, dar nu pare probabil ca perturbația produsă de un condensator atât de mic ar fi suficientă pentru a explica efectele mari observate de Jaumann, cu excepția cazului în care, așa cum presupune el, gazul este mai slab din punct de vedere electric în câmpuri electrice variabile.

Un alt punct care ar putea afecta intensitatea electromotoare la e este următorul: diferența relativ mică de potențial dintre fir și placă se datorează parțial spațiului de aer strălucitor de la e care acționează ca conductor, această conductivitate se datorează moleculelor disociate produse. de descărcare și este probabil ca aceasta să prezinte ceea ce se numesc proprietăți „unipolare”, adică conductivitatea sa pentru un curent într-o direcție nu ar fi aceeași ca pentru unul din opus. Chiar și atunci când schimbarea produsă în distribuția energiei electrice nu este atât de mare ca datorită unei inversări reale a curentului, este de imaginat că conductivitatea spațiului la e ar putea depinde de modul în care electricitatea a fost distribuită pe fir și farfurie. Astfel, atunci când această distribuție a electricității a fost modificată, aerul, devenind un conductor mai prost, ar putea cauza acumularea de electricitate pe fir și astfel crește intensitatea electromotoare la e. Deoarece, totuși, există un condensator de mare capacitate în conexiunea electrică cu firul, orice creștere a electrificării acestuia ar fi lentă, în timp ce scânteia observată de Jaumann pare să fi urmat aceea pe f fără întreruperea vreunui interval apreciabil.

205.] Observațiile altor fizicieni par să ofere dovezi de confirmare a modului în care descărcarea electrică este facilitată de modificări rapide ale intensității electromotoare. Astfel, Meissner (Abhand. der Konig. Gesell. Gottingen, 16, p. 3, 1871; vezi și art. 196) a constatat că ozonul era produs într-un tub plasat între plăcile unui condensator atunci când acestea erau încărcate sau descărcate brusc, în timp ce niciuna nu a fost produsă când încărcările de pe plăci au fost menținute constante; diferența de potențial din acest experiment nu a fost suficientă pentru a provoca trecerea unei scântei între plăci.

Din nou, R. v. Helmholtz și Richarz (Wied. Ann. 40, p. 161, 1890) folosind o bobină de inducție care ar da scântei în aer de aproximativ 4 inci lungime, au constatat că atunci când electrozii erau separați de aproximativ un picior și încapsulați în sacii de pânză umezi pentru a opri orice particule de metal care ar putea fi emise din ele, un jet de abur la o distanță de electrozi a arătat semne foarte distincte de condensare ori de câte ori curentul din primarul bobinei era întrerupt. Un jet de abur este un detector foarte sensibil de descompunere chimică, atomii liberi producând condensarea aburului chiar și atunci când nu sunt prezente particule de praf.

A-------B A------BA------BA-----B

B-------A B------AB------AB-----A

A   B-----AB------AB-----AB

Fig. 86.

Dacă presupunem că câmpul electric produce un aranjament polarizat al moleculelor de gaz, atunci luând în considerare cazul în care electrodul din stânga este cel negativ, cel din dreapta este cel pozitiv, între electrozi va exista un lanț de molecule. dispusi ca in prima linie din Fig. 86, atomii incarcati pozitiv fiind notati cu A, cei incarcati negativ cu B. Daca acum campul este inversat, moleculele vor fi dispuse ca in a doua linie din Fig. 86. Daca inversarea are loc foarte lent, moleculele își vor inversa polaritatea prin oscilație, dar dacă viteza de inversare este foarte rapidă rezistența oferită de inerția moleculelor la această rotație va da naștere unei tendințe de a produce inversarea polarității. a moleculelor prin descompunere chimică fără rotaţie. Acest lucru se poate face prin divizarea și rearanjarea moleculelor ca în a treia linie din Fig. 86.

Am observat efectul inversării câmpului electric la experimentarea asupra descărcării produse în hidrogen la presiuni joase de o baterie formată dintr-un număr mare de celule de stocare. Am descoperit că atunci când forța electromotoare era insuficientă pentru a produce o descărcare continuă, a avut loc o descărcare momentană când bateria era inversată; această descărcare a fulgerat doar pentru o clipă și a avut loc atunci când nicio descărcare nu a putut fi obținută doar prin realizarea sau întreruperea circuitului fără a inversa bateria. O descărcare momentană a apărut însă la realizarea circuitului

cu mult înainte ca forța electromotoare să fie suficientă pentru a menține o descărcare permanentă.

206.] Jaumann (lc) dă câteva exemple de perii care se formează în locuri în care intensitatea electromotoare pentru sarcinile constante nu este maximă. El le explică presupunând că variațiile în densitatea electricității sunt mai rapide în unele părți ale electrozilor decât în altele și că, ceteris paribus, descărcarea are loc cel mai ușor în locurile în care rata de variație a sarcinii este cea mai mare. . Unele dintre aceste perii sunt reprezentate în Fig. 87, preluată de la Jaumann.

Fig. 87.

Teoria descărcării electrice.

207.] Fenomenele care însoțesc descărcările electrice prin gaze sunt atât de frumoase și variate încât au atras atenția a numeroși observatori. Atenția acordată acestor fenomene nu se datorează, totuși, atât frumuseții experimentelor, cât și convingerii larg răspândite că

poate nu există nicio altă ramură a fizicii care să ne ofere o oportunitate atât de promițătoare de a pătrunde în secretul electricității. ; căci în timp ce trecerea acestui agent printr-un metal sau un electrolit este invizibilă, aceea printr-un gaz este însoțită de efectele cele mai strălucitor luminoase, care în multe cazuri sunt atât de mult influențate de modificările condițiilor de descărcare încât ne oferă multe oportunități de a testa orice viziune pe care o avem

poate lua în considerare natura electricității, a descărcării electrice și a relației dintre electricitate și materie.

Deși relatarea pe care am dat-o în acest capitol despre evacuarea prin gaze este foarte departe de a fi completă, probabil că va fi suficient pentru a convinge studentul că fenomenele sunt foarte complexe și foarte extinse. Prin urmare, este de dorit să găsim o ipoteză de lucru prin care acestea să poată fi coordonate: următoarea metodă de a privi descărcarea pare să facă acest lucru într-o măsură foarte considerabilă.

208.] Acest punct de vedere este că trecerea electricității printr-un gaz, precum și printr-un electrolit, și așa cum ținem și printr-un metal, este însoțită și efectuată de modificări chimice; de asemenea, că „descompunerea chimică nu trebuie considerată doar ca un însoțitor accidental al descărcării electrice, ci ca o caracteristică esențială a descărcării fără de care nu s-ar putea produce” (Fil. Mag. [5], 15, p. 432, 1883). Natura modificărilor chimice care însoțesc descărcarea poate fi descrisă aproximativ ca fiind similară cu cele care se presupune că în teoria electrolizei lui Grotthus ar avea loc într-un lanț Grotthus. Modul în care astfel de modificări chimice afectează trecerea energiei electrice a fost deja descris la art. 31, când am luat în considerare modul în care un tub de inducție electrostatică se contracta atunci când se află într-un conductor. Scurtarea unui tub de inducție electrostatică este echivalentă cu trecerea electricității prin conductor.

În conducerea prin electroliți semnele modificării chimice sunt atât de evidente atât în depunerea pe electrozi a constituenților electrolitului, cât și în legătura strânsă, exprimată prin Legile lui Faraday, între cantitatea de electricitate transferată prin electrolit și cantitatea de substanță chimică. schimbare produsă, că nimeni nu se poate îndoi de importanța rolului jucat în acest caz de descompunerea chimică în transmiterea curentului electric.

209.] Când electricitatea trece prin gaze, deși nu există (cu posibila excepție a experimentului lui Perrot, vezi art. 200) niciun fenomen a cărui interpretare să fie atât de neechivocă ca unele în electroliză, totuși consensul de dovezi oferit de chiar fenomenele variate prezentate de descărcarea gazoasă par să aducă puternic la

concluzia că aici, ca și în electroliză, descărcarea se realizează prin agenție chimică.

Perrot, în 1861, pare să fi fost primul care a sugerat că descărcarea prin gaze era de natură electrolitică. În 1882 Giese (Wied. Ann. 17, pp. 1, 236, 519) a ajuns la aceeași concluzie din studiul lui

conductivitatea flăcărilor.

Înainte de a aplica acest punct de vedere pentru a explica în detaliu legile care guvernează descărcarea electrică prin gaze, pare de dorit să menționăm unul sau două dintre fenomenele în care este cel mai clar sugerat.

Experimentele care se referă cel mai direct la acest subiect sunt cele făcute de Perrot despre descompunerea aburului prin descărcarea dintr-o bobină a lui Ruhmko-rff (vezi art. 200). Perrot a descoperit că atunci când descărcarea trecea prin abur, exista un exces de oxigen emis la polul pozitiv și un exces de hidrogen la polul negativ și că aceste excese erau echivalente chimic între ele și cu cantitatea de cupru depusă de la un voltametru. conţinând sulfat de cupru plasat în serie cu tubul de refulare. Dacă acest rezultat ar fi confirmat de cercetările ulterioare, ar fi o dovadă directă și inconfundabilă că trecerea electricității prin gaze, la fel de mult ca și prin electroliți, se realizează prin mijloace chimice. De asemenea, ar arăta că sarcina de electricitate asociată cu un atom al unui element dintr-un gaz este aceeași cu cea asociată cu același atom dintr-un electrolit.

210.] Din nou, Grove (Phil. Trans. 1852, Partea I, p. 87) a făcut în urmă cu aproape patruzeci de ani câteva experimente care arată că acțiunea chimică care are loc la electrodul pozitiv nu este aceeași cu cea la negativ. Grove a făcut ca descărcarea dintr-o bobină de Ruhmkorff să treacă între un ac de oțel și o placă de argint, distanța dintre vârful acului și placă fiind de aproximativ 2,5 mm.; gazul prin care trecea descărcarea a fost un amestec de hidrogen și oxigen la presiuni de aproximativ 2 cm. de mercur. Când placa de argint a fost pozitivă și acul negativ s-a format un petic de oxid pe placă, în timp ce dacă placa a fost inițial negativă, nu a avut loc nicio oxidare. Când placa de argint a fost oxidată în timp ce era folosită ca electrod pozitiv, dacă curentul a fost inversat astfel încât placa să devină electrodul negativ, oxidul a fost redus de hidrogen și placa a devenit curată. Când amestecul de hidrogen și oxigen a fost înlocuit cu hidrogen pur, nu a putut fi observată nicio acțiune chimică pe placă, care a fost totuși puțin aspră de descărcare; dacă totuși placa a fost oxidată de la început, s-a dezoxidat rapid în hidrogen, mai ales când a fost conectată cu polul negativ al bobinei. Reitlinger și Wachter (Wied. Ann. 12, p. 590, 1881) au descoperit că oxidarea a fost foarte dependentă de cantitatea de vapori de apă prezentă; când gazul a fost complet uscat a avut loc foarte puțină oxidare. The

efectul se poate datora, prin urmare, descompunerii vaporilor de apă în hidrogen și oxigen, un exces de oxigen mergând la polul pozitiv și un exces de hidrogen la polul negativ.

Ludeking (Phil. Mag. [5], 33, p. 521, 1892) a constatat că atunci când descărcarea trece prin gazul acid iohidric, iodul se depune pe electrodul pozitiv, dar nu pe cel negativ.

211.] Din nou, schimbările chimice au loc în multe gaze când descărcarea electrică trece prin ele. Poate cel mai cunoscut exemplu în acest sens este formarea ozonului prin descărcarea silențioasă prin oxigen. Există totuși o multitudine de alte cazuri, astfel amoniacul, acetilena, hidrogenul fosforetizat și, într-adevăr, majoritatea gazelor cu constituție chimică complexă sunt descompuse de scânteie.

Un alt fapt care indică și concluzia că evacuarea se realizează prin mijloace chimice este cel menționat la art. 38, că halogenii clor, brom și iod, care sunt disociați la temperaturi ridicate și care la astfel de temperaturi au suferit deja modificarea chimică pe care o considerăm preliminară conducției, și-au pierdut apoi toată puterea de izolație și lasă trecerea electricității. prin ele cu ușurință.

Apoi, din nou, avem rezultatul foarte interesant descoperit de R. v. Helmholtz (Wied. Ann. 32, p. 1, 1887), că un gaz prin care trece electricitatea și unul în care se știe că au loc modificări chimice. pe ambele afectează un jet de abur în același mod.

212.] Din nou, una dintre trăsăturile cele mai izbitoare ale descărcării prin gaze este modul în care o descărcare facilitează trecerea unei secunde; rezultatul este adevărat dacă descărcarea trece între electrozi sau ca un inel fără sfârșit, ca în experimentele descrise la art. 77. Strâns legată de acest efect este descoperirea lui Hittorf (Wied. Ann. 7, p. 614, 1879) că câteva celule galvanice sunt capabile să trimită un curent prin gaz care transmite descărcarea electrică. Schuster (Proceedings Royal Soc., 42, p. 371, 1887) descrie un efect oarecum similar. Un tub mare de descărcare care conținea aer la o presiune scăzută era împărțit în două pereți de o placă metalică cu deschideri în jurul perimetrului, care servea la ecranarea dintr-un compartiment orice acțiune electrică care se producea în celălalt, dacă trecea o descărcare viguroasă într-unul dintre acestea. compartimente, forța electromotoare de aproximativ un sfert de volt a fost suficientă pentru a trimite un curent prin aer în celălalt.

Deoarece astfel de forțe electromotoare nu ar produce nicio descărcare prin aer în starea sa normală, aceste experimente sugerează că starea chimică a gazului a fost modificată de descărcare.

213.] Vom continua acum să discutăm mai în detaliu consecințele concepției conform căreia disocierea moleculelor unui gaz însoțește întotdeauna descărcarea electrică prin gaze. Observăm, în primul rând, că separarea unui atom de altul în molecula unui gaz este foarte puțin probabil să fie produsă de agenția neasistată a câmpului electric extern. Să luăm ca exemplu cazul unei molecule de hidrogen; presupunem că molecula este formată din doi atomi, unul cu o sarcină pozitivă, celălalt cu una egală negativă. Cea mai evidentă ipoteză, care într-adevăr nu este o presupunere dacă acceptăm rezultatele lui Perrot, pe care trebuie să o facem cu privire la mărimea sarcinilor de pe atomi este că fiecare este egală ca mărime cu acea sarcină pe care legile electrolizei arată că este asociată cu un atom. a unui element monovalent. Vom nota această acuzație cu e; este singura moleculă de electricitate despre care Maxwell vorbește în art. 260 din Electricitate și Magnetism.

Atractia electrostatica dintre atomi este molecula

e

2

r2'

unde r este distanța dintre ele. Dacă celelalte molecule de hidrogen prezente nu ajută la scindarea moleculei, forța care tinde să despartă atomii este

2 Fe,

unde F este intensitatea electromotoare externă.

Raportul dintre forța care tinde să separe atomii și atracția lor electrostatică este astfel 2Fr2/e; acum, la presiunea atmosferică, descărcarea va avea loc cu siguranță prin hidrogen dacă F în unități electrostatice este la fel de mare ca 100, în timp ce la presiuni mai mici o valoare mult mai mică a lui F va fi tot ceea ce este necesar. Pentru a fi în siguranță, totuși, vom presupune că F = 102; apoi, presupunând că echivalentul electrochimic al hidrogenului este 10_4 și că există 1021 de molecule pe centimetru cub la presiunea atmosferică, deoarece masa unui centimetru cub de hidrogen este 1/11 x 103 dintr-un gram, e în unități electromagnetice va fi 104 /11 x 1024, sau e în unitățile electrostatice va fi de aproximativ 2,7 x 10_11 și r este de ordinul 10_8, prin urmare 2Fr2/e, raportul luat în considerare, va fi de aproximativ 1/1,4 x 103; acest

este atât de mic încât arată că separarea atomilor nu poate fi efectuată prin acțiunea directă a câmpului electric asupra lor atunci când molecula nu se ciocnește cu alte molecule. Dacă atomii dintr-o moleculă au fost aproape, dar nu complet, zdruncinați de o coliziune cu o altă moleculă, acțiunea câmpului electric ar putea fi suficientă pentru a finaliza separarea.

Câmpul electric, totuși, prin polarizarea moleculelor de gaz, poate exercita, fără îndoială, un efect mult mai mare decât ar putea produce prin acțiunea sa directă asupra unei singure molecule. Când gazul nu este polarizat, forțele exercitate asupra unei molecule de vecinii ei acționează unele într-o direcție, altele în sens opus, astfel încât efectul rezultat este foarte mic; când, totuși, mediul este polarizat, ordinea este introdusă în aranjarea moleculelor, iar forțele intermoleculare tinzând toate în aceeași direcție pot produce efecte foarte mari.

214.] Dispunerea moleculelor unui gaz în câmpul electric și tendința forțelor intermoleculare pot fi ilustrate într-o oarecare măsură cu ajutorul unui model format dintr-un număr mare de magneți mici similari suspendați de șiruri lungi atașate. către centrele lor. Atomii pozitivi și negativi din moleculele gazului sunt reprezentați de polii magneților, iar forțele dintre molecule de cele dintre magneți. Modul în care moleculele tind să se aranjeze în câmpul electric este reprezentat de dispunerea magneților într-un câmp magnetic.

Analogia dintre model și gaz, deși poate servi la ilustrarea forțelor dintre molecule, este foarte imperfectă, deoarece magneții sunt aproape staționari, în timp ce moleculele se mișcă cu mare rapiditate, iar ciocnirile care apar în consecință introduc efecte. care nu sunt reprezentate în model. Magneții, de exemplu, ar forma lanțuri lungi similare cu cele formate din pilitura de fier atunci când sunt plasate în câmpul magnetic; în gaz, totuși, deși unele dintre molecule ar forma lanțuri, ele ar fi rupte în lungimi scurte prin bombardarea altor molecule. Lungimea acestor lanțuri ar depinde de intensitatea bombardamentului la care au fost supuse, adică de presiunea gazului; cu cât presiunea este mai mare, cu atât bombardamentul este mai intens și, prin urmare, lanțul este mai scurt.

Vom numi aceste lanțuri de molecule lanțuri Grotthus, deoarece presupunem că atunci când descărcarea trece prin gaz trece prin agenția acestor lanțuri și că între moleculele acestor lanțuri are loc același tip de schimb de atomi ca și pe teoria lui Grotthus

de electroliză se desfășoară între moleculele de pe lanțul lui Grotthus într-un electrolit.

Moleculele dintr-un astfel de lanț au tendința de a se trage reciproc în bucăți, iar forța cu care ultimul atom din lanț este atras de următorul atom va fi mult mai mică decât forța dintre doi atomi dintr-o

moleculă izolată; acest atom va fi deci mult mai ușor detașat din lanț decât ar fi dintr-o singură moleculă și astfel schimbarea chimică și, prin urmare, descărcarea electrică, va avea loc mult mai ușor decât dacă lanțurile ar fi absente.

215.] În ceea ce privește efectele electrice, nu contează dacă efectul câmpului electric este doar de a aranja lanțuri care există deja împrăștiate în gaz sau dacă produce de fapt lanțuri noi; ne preocupă mai mult prezenţa unor astfel de lanţuri decât metoda lor de producere. Existența unui număr mic de astfel de lanțuri (și necesită doar o fracțiune nesemnificativă din întregul număr de molecule care urmează să fie aranjate în lanțuri pentru a permite gazului să transmită cea mai intensă descărcare) ar avea rezultate chimice importante, deoarece ar fi foarte mult crește capacitatea gazului de a intra în combinație chimică.

-Ai B. A<¿ B2 A3----------------------B3 A4-----------B4

Fig. 88.

216.] Modul în care descărcarea electrică trece de-a lungul unui astfel de lanț de molecule este similar cu acțiunea dintr-un lanț obișnuit al lui Grotthus. Astfel, fie A1B1, A2B2, A3B3, etc., Fig. 88, să reprezinte molecule consecutive într-un astfel de lanț, A-ii fiind atomii pozitivi și B-ii negativi. Fie ca un atom, Ai, la capătul lanțului să fie aproape de electrodul pozitiv. Apoi, când lanțul se descompune, atomul Ai de la capătul lanțului merge la electrodul pozitiv, Bi celălalt atom din această moleculă, combinându-se cu atomul negativ A2 din molecula următoare, B2 combinându-se cu A3; ultima moleculă fiind lăsată liberă și servind ca un nou electrod din care provine o nouă serie de recombinări într-un lanț consecutiv. Ar exista astfel de-a lungul liniei de descărcare o serie de cvasi-electrozi, la oricare dintre care ar putea apărea produsele de descompunere a gazului.

Întreaga descărcare dintre electrozi constă pe această vedere într-o serie de descărcări necontemporanee, aceste descărcări călătorind consecutiv de la un lanț la altul.

Experimentul descris la art. 105 arată că această descărcare începe

217.]

de la electrodul pozitiv și se deplasează spre negativ cu o viteză comparabilă cu cea a luminii. Introducerea acestor lanțuri Grotthus ne permite să vedem cum viteza de descărcare poate fi atât de mare, în timp ce viteza moleculelor individuale este relativ mică. Diminuarea vitezei acestor molecule a fost dovedită prin observații spectroscopice; multe experimente au arătat că nu există o deplasare apreciabilă în liniile spectrului gazului din tubul de descărcare atunci când se observă descărcarea se termină, în timp ce dacă moleculele s-ar deplasa chiar și cu o fracțiune foarte mică din viteza

luminii, Doppler. principiul arată că ar exista o deplasare măsurabilă a liniilor. Într-adevăr, nu necesită analiză spectroscopică pentru a demonstra că moleculele nu se pot mișca cu jumătate din viteza luminii; dacă au făcut-o, se poate demonstra cu ușurință că energia cinetică a particulelor care transportă descărcarea unui condensator ar trebui să fie mai mare decât energia potențială din condensator înainte de descărcare.

Când, totuși, considerăm descărcarea ca trecând de-a lungul acestor lanțuri Grotthus, deoarece recombinările diferitelor molecule din lanț au loc simultan, electricitatea va trece de la un capăt la altul al lanțului în timpul necesar unui atom. într-o moleculă pentru a călători la atomul încărcat opus din molecula următoare din lanț. Astfel, viteza de descărcare o va depăși pe cea a atomilor individuali în proporție dintre lungimea lanțului și distanța dintre doi atomi adiacenți din moleculele vecine. Acest raport poate fi foarte mare și, prin urmare, putem înțelege de ce viteza descărcării electrice o depășește atât de enorm pe cea a atomilor.

217.] Vedem astfel că luarea în considerare a micşorării intensităţii electromotoare necesare pentru a produce schimbarea sau descărcarea chimică, precum şi viteza enormă cu care descărcarea se deplasează prin gaz, ne-a condus la concluzia că un o mică parte din moleculele gazului sunt ținute împreună în lanțurile lui Grotthus, în timp ce luarea în considerare a metodei prin care descărcarea trece de-a lungul acestor lanțuri indică faptul că scânteia prin gaz constă dintr-o serie de descărcări necontemporanee, descărcarea călătorind. de-a lungul unui lanț, apoi așteptând un moment înainte de a trece prin următorul și așa mai departe. Este remarcabil că mulți dintre fizicienii, care au acordat cea mai mare atenție trecerii energiei electrice prin gaze, au fost conduși de observațiile lor la concluzia că descărcarea electrică este alcătuită dintr-un număr mare de

evacuări separate. Comportamentul striei sub acțiunea forței magnetice este unul dintre motivele principale pentru a ajunge la această concluzie. În acest punct, Spottiswoode și Moulton (Phil. Trans. 1879, partea 1, p. 205) spun: „Dacă se aplică un magnet pe o coloană striată, se va descoperi că coloana nu este pur și simplu aruncată în sus sau în jos ca un întreg. , așa cum ar fi cazul în cazul în care descărcarea ar fi trecut în linii directe de la terminal la terminal, filetând striæ în trecerea sa. Dimpotrivă, fiecare stria este supusă unei rotații sau deformări de exact același caracter ca și cum ar fi cauzat dacă stria ar marca terminarea curenților flexibili care iradiază din capul strălucitor al striei din spatele ei și se termină în suprafața interioară neclară a striei. stria în cauză. O examinare a mai multor cazuri i-a determinat pe autorii acestei lucrări la concluzia că curenții radiază astfel de la capul strălucitor al unei strii către suprafața interioară a următoarei și că nu există un pasaj direct de la un terminal al tubului la alte.'

În ceea ce privește modul în care are loc descărcarea, aceiași autori spun (Phil. Trans. 1879, partea 1, p. 201): „Dacă, atunci, avem dreptate în a presupune că seria de scoici goale produse artificial sunt analog în structurile și funcțiile lor cu striæ, nu este greu de dedus, din explicația dată mai sus, modus operandi al unei descărcări striate obișnuite. Trecerea fiecăruia dintre impulsurile intermitente de la suprafața strălucitoare a unei strii către suprafața goală a următoarei poate fi presupusă, prin acțiunea sa inductivă, să conducă de la stria următoare un impuls similar, care la rândul său antrenează unul. din stria următoare și tot așa... Pasajul

a scurgerii se datorează în ambele cazuri unei acțiuni constând într-o descărcare independentă de la o stria la alta, iar ideea acestei acțiuni poate fi cel mai bine ilustrată prin aceea a unui șir de băieți care traversează un pârâu pe pietre, fiecare băiat. călcând pe piatra pe care a lăsat-o băiatul din faţa lui.'

Goldstein (Phil. Mag. [5] 10, p. 183, 1880) exprimă cam aceeași părere. El spune: „Prin numeroase comparații și ținând cont de toate fenomenele aparent esențiale, am fost condus la următorul punct de vedere:

„Lumina-catod, fiecare mănunchi de lumină negativă secundară, precum și fiecare strat de lumină pozitivă, reprezintă fiecare un curent separat în sine, care începe în partea fiecărei structuri întorsă spre catod și se termină la sfârșitul razele negative sau ale structurii stratificate, fără ca curentul care curge într-o structură să se propagă în următoarea, fără ca electricitatea care circulă prin una să traverseze și restul în ordine.

„Bănuiesc, deci, că într-o lungime de gaz între doi electrozi sunt prezente tot atâtea puncte noi de plecare ale descărcării, cât arată acest lucru de mănunchiuri sau straturi negative secundare — care, după cum au menționat experimentele în mod repetat, toate proprietățile și acțiunile descărcarea la catod se regăsește din nou la lumina negativă secundară și cu fiecare strat de lumină pozitivă, acțiunea intimă este aceeași cu acestea ca și cu acelea.

218.] Astfel, dacă privim o stria ca pe un mănunchi de lanțuri ale lui Grotthus în paralel făcute vizibile, părțile luminoase ale striei corespunzând capetelor lanțului, părțile plictisitoare la mijloc, concluzia fizicienilor tocmai citați. sunt aproape identice cu cele la care am ajuns prin luarea în considerare a lanțurilor. Prin urmare, considerăm stratificarea debitului ca o dovadă a existenței acestor lanțuri și presupunem că o stria este de fapt un mănunchi de lanțuri lui Grotthus.

219.] În ceea ce privește fenomenele legate de descărcarea electrică, lanțul lui Grotthus este mai degrabă unitatea decât molecula; acum lungimea acestui lanț este egală cu lungimea unei strii, care este mult mai mare decât diametrul unei molecule, decât distanța medie dintre

două molecule sau chiar decât calea liberă medie a unei molecule: astfel, structura de un gaz, în ceea ce privește fenomenele legate de descărcarea electrică, este la o scară mult mai grosieră decât structura sa cu referire la proprietăți precum difuzia gazoasă, unde lungimea fundamentală este cea a drumului liber mediu al moleculelor.

220.] Descoperirea lui Peace că densitatea – pe care o vom numi densitatea critică – la care „rezistența electrică" a gazului este minimă depinde de distanța dintre electrozi, demonstrează că gazul, atunci când este într-un câmp electric suficient de intens pentru a produce descărcare, posedă o structură a cărei scară de lungime este comparabilă cu distanța dintre electrozi atunci când aceștia sunt suficient de aproape împreună pentru a influența densitatea critică. Întrucât această distanță este mult mai mare decât oricare dintre lungimile recunoscute în teoria cinetică obișnuită a gazelor, gazul aflat sub influența câmpului electric trebuie să aibă o structură mult mai grosieră decât cea recunoscută de acea teorie. În opinia noastră, această structură constă în formarea lanțurilor lui Grotthus.

221.] Striațiile sunt marcate clar doar în limitele oarecum înguste de presiune. Dar este în conformitate cu concluzia la care au ajuns toți cei care au studiat scânteia - că există o continuitate completă

între scânteia strălucitoare, bine definită, care apare la presiuni înalte și strălucirea difuză care reprezintă descărcarea la epuizări mari - să presupunem că ele există întotdeauna în descărcarea scânteii, dar că la presiuni mari sunt atât de apropiate între ele încât lumina și întuneric părțile încetează să fie separabile cu ochiul.

Opinia pe care am luat-o cu privire la acțiunea lanțurilor lui Grotthus în propagarea descărcării electrice și a conexiunii dintre aceste lanțuri și striații, nu necesită ca fiecare descărcare să fie striată vizibil; dimpotrivă, întrucât striațiile vor fi vizibile numai atunci când există o mare regularitate în dispunerea acestor lanțuri, ar trebui să ne așteptăm ca numai în circumstanțe oarecum excepționale condițiile să fie suficient de regulate pentru a da naștere la striații vizibile.

222.] Vom continua acum să considerăm mai în detaliu aplicarea ideilor precedente la fenomenele de descărcare electrică. Primul caz pe care îl vom lua în considerare este calculul diferenței de potențial necesară pentru a produce descărcarea în diferite condiții.

Poate că este recomandabil să începem cu atenția că, în compararea diferențelor de potențial necesare pentru a produce descărcarea printr-un anumit gaz, trebuie să fim conștienți de faptul că starea gazului este modificată pentru un timp de trecerea debitului. Astfel, atunci când descărcările se succed atât de repede încât intervalul dintre două descărcări nu este suficient de lung pentru a permite gazului să revină la starea inițială înainte de a trece cea de-a doua descărcare, această

descărcare trece în realitate printr-un gaz a cărui natură este o funcție. a conditiilor electrice. Astfel, deși acest gaz poate fi numit hidrogen sau oxigen, nu este în niciun caz identic cu gazul care a fost numit cu același nume înainte ca descărcarea să treacă prin el. Când descărcările se succed cu mare rapiditate, aportul de molecule disociate lăsate de descărcările precedente poate fi atât de mare încât descărcarea încetează să fie perturbatoare și este analogă cu cea dintr-un gaz foarte fierbinte ale cărui molecule sunt disociate de căldură.

Măsurătorile diferențelor de potențial necesare pentru a trimite prima scânteie printr-un gaz sunt astfel mai precise în interpretarea lor decât măsurătorile gradienților de potențial de-a lungul traseului unei descărcări aproape continue.

Striațiile din imaginea anterioară a descărcării pot fi considerate, deoarece sunt echivalente cu un mănunchi de lanțuri Grotthus, formând o serie de mici celule electrolitice, începutul și sfârșitul unei strie.

corespunzător electrozilor celulei. Fie F intensitatea electromotoare a câmpului, A lungimea unei strii, atunci când unitatea de electricitate trece prin stria, munca efectuată asupra ei de câmpul electric este FA. Trecerea electricității prin stria este însoțită la fel ca în cazul celulei electrolitice, de modificări chimice definite, precum descompunerea unui anumit număr de molecule de gaz; astfel, dacă w este creșterea energiei potențiale a gazului din cauza modificărilor care au loc atunci când unitatea de electricitate trece prin stria, atunci neglijând căldura produsă de curent avem prin conservarea energiei

$$FA = w,$$

sau diferența de potențial dintre începutul și sfârșitul unei strii este egală cu w. Dacă schimbările chimice și alte modificări care au loc în striurile consecutive sunt aceleași, diferența de potențial datorată fiecăreia va fi și ea aceeași. Există totuși o stria care se află în condiții diferite de celelalte, adică. că lângă electrodul negativ, adică spațiul întunecat negativ. Căci în corpul gazului, ionii eliberați la o extremitate a striei sunt eliberați în imediata apropiere a ionilor de semn opus la extremitatea unei strii adiacente. În stria de lângă electrod, ionii de la un capăt sunt eliberați pe o suprafață metalică. Experimentele descrise în relatarea pe care am dat-o deja despre descărcare arată că modificările chimice care au loc la catod sunt anormale; Un motiv pentru aceasta este, fără îndoială, prezența metalului, care face posibile multe modificări chimice care nu ar putea avea loc dacă nu ar fi prezent decât gaz. Această striă se află astfel în circumstanțe excepționale și poate diferi ca mărime și scăderea potențialului față de celelalte strie. Experimentele lui Hittorf, art. 140, arată că scăderea potențialului la catod este anormal de mare. Dacă numim această cădere potențială K și luăm în considerare cazul descărcării între două plăci metalice paralele;

descărcarea pe această vedere, pornind de la electrodul pozitiv, trece consecutiv printr-un număr n de strie similare, dintre care una ajunge până la electrodul pozitiv, scăderea potențialului peste fiecare dintre acestea fiind w; descărcarea traversează în final stria în contact cu electrodul negativ în care căderea potenţialului este K ; astfel V, scăderea totală a potențialului pe măsură ce descărcarea trece de la electrodul pozitiv la cel negativ, este dată de ecuație

$V = K + nw.$

(1)

Dacă l este distanța dintre plăci, Ao lungimea striei de lângă catod, A lungimea celeilalte strii, atunci

l - Ao

Înlocuind această valoare cu n în (1) obținem iz wAo V l

V = K-------— + - w,

AA

care poate fi scris

$V = K_0 + al.$ (2)

Conform acestei ecuații, curba care reprezintă relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii pentru presiune constantă este o linie dreaptă care nu trece prin origine. Curbele pe care le-am dat din lucrările lui Paschen și Peace arată că acest lucru este foarte aproximativ adevărat. Curbele arată că, pentru aer, K_0 ar fi la presiunea atmosferică de aproximativ 600 de volți din experimentele lui Paschen și de aproximativ 400 de volți din cele ale lui Peace.

Dacă R este intensitatea electromotoare necesară pentru a produce o scânteie de lungime l între două plăci infinite paralele, atunci deoarece $R = V/l$

$$R = \frac{K_0}{l} + a.$$ (3)

Deoarece K_0 este pozitiv, intensitatea electromotoare necesară pentru a produce descărcare crește pe măsură ce lungimea scânteii scade; cu alte cuvinte, rezistența electrică a unui strat subțire de gaz este mai mare decât cea a unui strat gros. Forța electrică va crește sensibil de îndată ce K_0/l devine apreciabilă în comparație cu a, aceasta se va întâmpla de îndată ce l încetează să fie un multiplu foarte mare al lungimii unei strii. Astfel, grosimea stratului când „rezistența

electrică” începe să varieze în mod apreciabil este comparabilă cu lungimea unei strii la presiunea la care are loc descărcarea; această lungime este foarte mare în comparație cu distanțele moleculare sau cu calea liberă medie a moleculelor de gaz; prin urmare, vedem de ce modificarea „rezistenței electrice” a unui gaz are loc atunci când lungimea scânteii este foarte mare în comparație cu lungimile recunoscute de obicei în teoria cinetică a gazelor.

Conform formulei (3), curba reprezentând relația dintre intensitatea electromotoare și lungimea scânteii este o hiperbolă dreptunghiulară; aceasta este

confirmate de curbele date de Dr. Liebig pentru aer, acid carbonic, oxigen si gaz de carbune (vezi Fig. 19), si de cele date de Mr. Peace pentru aer.

223.] Formulele precedente nu sunt aplicabile atunci când distanța dintre electrozi este mai mică decât Ao lungimea striei de lângă catod. Dar dacă descărcarea trece prin gaz și nu este purtată de praful metalic rupt din electrozi, putem observa cu ușurință că puterea electrică trebuie să crească pe măsură ce distanța dintre electrozi scade. Căci, după cum am văzut, moleculele care sunt active în purtarea descărcării nu sunt rupte în bucăți prin acțiunea directă a câmpului electric, ci prin atracția moleculelor învecinate din lanțul lui Grotthus. Acum, când împingem electrozii atât de aproape, încât distanța dintre ei este mai mică decât lungimea normală a lanțului, scoatem unele dintre molecule din lanț și astfel facem mai dificil pentru moleculele care rămân să împartă orice anume. moleculă în atomi, astfel încât pentru a realiza această scindare trebuie să creștem numărul de lanțuri din câmp, cu alte cuvinte, trebuie să creștem intensitatea electromotoare.

Curbele lui Peace, Fig. 27, care arată relația dintre diferența de potențial și lungimea scânteii sunt extrem de plate în vecinătatea lungimii critice a scânteii. Acest lucru arată că diferența de potențial necesară pentru a produce descărcare crește foarte lent la început, deoarece lungimea scânteii este scurtată la mai puțin decât lungimea lanțului lui Grotthus.

Continuăm acum să luăm în considerare relația dintre potențialul de scânteie și presiune. După cum am remarcat deja, lungimea lanțului lui Grotthus depinde de densitatea gazului; cu cât gazul este mai dens, cu atât lanțul este mai scurt: acest lucru este ilustrat de modul în care strie se lungesc atunci când presiunea este redusă. Experimentele care s-au făcut cu privire la legătura dintre lungimea unei strii și densitatea gazului nu sunt suficient de decisive pentru a ne permite să formulăm legea exactă care leagă aceste două mărimi, vom presupune totuși că aceasta este exprimată prin ecuație

unde A este lungimea unei strii, p densitatea gazului și β, k constante pozitive.

Ecuația (1) implică K căderea potențialului la catod și w căderea de-a lungul unei strii, precum și experimentele lui A. Warburg (Art. 160) arată că căderea catodului K este aproape independentă de presiune și, deși nu au existat observații. a fost făcută asupra influenței unei modificări a presiunii

de valoarea lui w, nu este probabil ca w mai mult decât K să depindă în mare măsură de presiune. Dacă înlocuim valoarea anterioară a lui A în ecuația (2) obținem

V = K0 + l-pk w.

p

Atât experimentele lui Paschen, cât și ale lui Peace arată că atunci când lungimea scânteii este suficient de mare pentru a include mai multe strie, curba care reprezintă relația dintre potențialul de scânteie și densitatea pentru o lungime constantă a scânteii, deși foarte aproape dreaptă, este ușor convexă față de axa de-a lungul căreia densitățile. sunt măsurate. Aceasta arată că k este puțin, dar doar puțin, mai mare decât unitatea.

224.] Este interesant de urmărit modificările care au loc în condițiile de descărcare între doi electrozi la o distanță hxed, pe măsură ce presiunea gazului scade treptat.

Când presiunea este mare, striurile sunt foarte apropiate, astfel încât, dacă distanța dintre electrozi este de un milimetru sau mai mult, un număr mare de strie vor fi înghesuiți între ei. Pe măsură ce presiunea scade, striurile se lărgesc și din ce în ce mai puține dintre ele pot avea spațiu pentru a se strecura între electrozi și, pe măsură ce numărul de strie dintre electrozi scade, și potențialul necesar pentru a produce o scânteie scade, fiecare stria care este stoarse corespunzând unei diminuări dehnite a potenţialului de scânteie. Această scădere a potențialului va continua până când striaele vor fi toate eliminate, cu excepția uneia. Acum nu mai poate exista o reducere suplimentară a numărului de strie pe măsură ce presiunea scade, iar lanțul Grotthus care a rămas și care este necesar pentru a diviza moleculele pentru a permite descărcarea să aibă loc, este redus pe măsură ce presiunea scade cu o fracțiune din ce în ce mai mare din lungimea sa naturală și, prin urmare, are dificultăți din ce în ce mai mari în a efectua descompunerea moleculelor, astfel încât puterea electrică a gazului va crește acum pe măsură ce presiunea scade. Va exista astfel o densitate la care puterea electrică a gazului este minimă, iar acea densitate va fi cea la care lungimea striei de lângă catod este egală sau aproape egală cu distanța dintre electrozi. Astfel, lungimea unei strii la rezistența minimă va trebui să fie mult

mai mică atunci când electrozii sunt foarte aproape unul de celălalt decât atunci când sunt departe unul de celălalt, și deoarece lungimea striei este mai mică, densitatea la care „rezistența electrică” este o minim va fi mult mai mare atunci când electrozii sunt aproape împreună decât atunci când sunt departe

în afară. Acest lucru este exemplificat cel mai izbitor în experimentele lui Mr. Peace, deoarece atunci când distanța dintre electrozi a fost redusă de la 1/5 la 1/100 de milimetru, presiunea critică a fost crescută de la 30 la 250 mm. de mercur. Calea liberă medie a unei molecule de aer la o presiune de 30 mm. este de aproximativ 1/400 de milimetru.

225.] Existența unei presiuni critice, sau presiune la care rezistența electrică este minimă, atunci când descărcarea trece între electrozi poate fi astfel explicată dacă recunoaștem formarea lanțurilor lui Grotthus în gaz, iar teoria conduce la concluzie care, după cum am văzut, este în concordanță cu faptele, că presiunea critică depinde de lungimea scânteii.

226.] Am văzut că atunci când distanța dintre electrozi este mai mică decât lungimea striei de lângă electrodul negativ, intensitatea câmpului necesar pentru a produce descărcarea va crește pe măsură ce distanța dintre electrozi se micșorează. Observațiile lui Peace arată că această creștere este atât de rapidă încât diferența de potențial dintre electrod la trecerea scânteii crește atunci când lungimea scânteii este diminuată, sau cu alte cuvinte, că intensitatea electromotoare crește mai rapid decât inversul lungimii unui Grotthus. lanţ. Aceasta va explica rezultatele remarcabile observate de Hittorf (Art. 170) și Lehmann (Art. 170) când electrozii au fost plasați foarte aproape unul de celălalt într-un gaz la o presiune oarecum scăzută. În astfel de cazuri s-a constatat că descărcarea în loc să treacă în linie dreaptă între electrozi a luat un curs foarte giratoriu. Pentru a explica acest lucru, să presupunem că în experimentul prezentat în Fig. 68 electrozii sunt mai aproape unul de altul decât lungimea lanțului de lângă electrod, adică spațiul întunecat negativ; atunci, dacă descărcarea ar trece pe calea cea mai scurtă dintre plăci, diferența de potențial necesară, prin experimentele lui Peace, ar depăși considerabil K, scăderea normală a potențialului catodic; dacă totuși descărcarea a trecut ca în figură de-a lungul unei linii de forță, a cărei lungime este mai mare decât spațiul întunecat negativ, diferența de potențial necesară ar fi K plus cea datorată oricărei mici coloane pozitive care poate exista în descărcare. Ultima parte a diferenței de potențial este mică în comparație cu K , astfel încât diferența de potențial necesară pentru a produce descărcarea de-a lungul acestei căi va fi doar puțin peste K , în timp ce cea necesară pentru a produce descărcarea pe calea cea mai scurtă ar fi, prin experimentele lui Peace , să fie considerabil mai mare decât K , descărcarea va trece prin urmare ca în figură, de preferință față de calea cea mai scurtă.

227.] Deoarece un termen din expresia (1) pentru diferența de potențial necesară pentru a produce o scânteie de lungime dată este invers proporțional cu lungimea unei strii, orice micșorează lungimea unei strii va tinde să crească această diferență de potențial. Acum lungimea unei strii este influențată de dimensiunea tubului de descărcare de îndată ce lungimea devine comparabilă cu diametrul tubului; cu cât tubul este mai îngust, cu atât striaele sunt mai scurte. Prin urmare, ar trebui să ne așteptăm să descoperim că ar fi nevoie de o diferență de potențial mai mare pentru a produce la o anumită presiune o scânteie printr-un tub îngust decât printr-un tub larg. Acest lucru este confirmat de experimentele făcute de De la Rue și Hugo Muller, descrise în art. 169.

228.] În prezent nu știm suficient despre legile care guvernează trecerea energiei electrice de la un gaz la un solid, sau de la un solid la un gaz, pentru a ne permite să dăm seama de diferența dintre aparențe prezentate de descărcarea de la catodul și anodul unui tub vidat; ar fi, totuși, bine să luăm în considerare unul sau două puncte care trebuie să influențeze fără îndoială comportamentul descărcării la cei doi electrozi.

Am văzut (Art. 108) că coloana pozitivă în descărcarea electrică pleacă de la electrozii pozitivi și că, cu excepția razelor negative, nicio parte a descărcării nu pare să înceapă de la catod; am văzut, de asemenea, că diferențele de potențial în vecinătatea catodului sunt mult mai mari decât cele din apropierea anodului. Aceste rezultate ar putea părea la prima vedere incompatibile cu experimentele pe care le-am descris (Art. 40) privind efectul electric al luminii ultraviolete și incandescenței asupra suprafețelor metalice. În aceste experimente am văzut că sub astfel de influențe electricitatea negativă a scăpat cu mare ușurință dintr-un electrod metalic, în timp ce, pe de altă parte, electricitatea pozitivă a avut mari dificultăți în a face acest lucru. În descărcarea obișnuită prin gaze pare a fi, dimpotrivă, electricitatea pozitivă care scapă cu ușurință, în timp ce cea negativă scapă doar cu mare dificultate. Trebuie să ne amintim, totuși, că vehiculul care transportă electricitatea poate să nu fie același în cele două cazuri. Când lumina ultravioletă incide pe o placă de metal, nu pare să existe nimic în fenomene care să nu fie în concordanță cu ipoteza că electrificarea negativă este dusă de vaporii sau praful metalului. În cazul tuburilor vidate, totuși, electricitatea este, fără îndoială, transportată în cea mai mare parte de gaz și nu de metal. Pentru a aduce electricitatea din gaz în metal, sau din metal în gaz, trebuie să aibă loc ceva echivalent cu o combinație chimică între

metalul și gazul. Câteva experimente au fost făcute în acest sens de către Stanton (Proc. Roy. Soc. 47, p. 559, 1890), care a descoperit că o tijă fierbinte de cupru sau fier conectată la pământ a descărcat doar electricitatea de la un conductor electric electrizat pozitiv în vecinătatea sa când acțiunea chimică se desfășura vizibil pe suprafața tijei, de exemplu, când era oxidată într-o atmosferă de oxigen. Când a fost acoperit cu o peliculă de oxid, nu a descărcat conductorul adiacent; dacă atunci când este acoperit cu oxid a fost plasat într-o atmosferă de hidrogen, a descărcat electricitatea atâta timp cât era dezoxidat, dar de îndată ce dezoxidarea a fost completă, scurgerea de electricitate a încetat. Pe de altă parte, atunci când conductorul a fost electrificat negativ, acesta s-a scurs chiar și atunci când nu avea loc nicio acțiune chimică aparentă. Eu însumi am observat (Proc. Roy. Soc. 49, p. 97, 1891) că facilitatea cu care electricitatea trecea dintr-un gaz într-un metal era mult crescută atunci când avea loc acțiunea chimică. Dacă acesta este cazul, întrebarea cu privire la ușurința relativă cu care electricitatea scapă de la cei doi electrozi printr-un tub vid depinde dacă o suprafață electrificată pozitiv sau negativ intră mai ușor în combinație chimică cu gazul adiacent, în timp ce semnul electrificarea unei suprafețe metalice sub influența luminii ultraviolete poate, pe de altă parte, să depindă de dacă „potențialul de voltaj” (a se vedea art. 44) pentru metalul în stare solidă este mai mic sau mai mare decât pentru praful sau vaporii metalului.

229.] În cadrul oricărei teorii a diferenței dintre electrozii pozitivi și negativi, trebuie să ne amintim că la electrozi avem în contact fie două substanțe diferite, fie aceeași substanță în două stări diferite și este în concordanță cu ceea ce știm. a efectelor electrice produse de contactul cu diferite substanțe ca gazul din imediata vecinătate a electrozilor să fie polarizat, adică că tuburile moleculare de inducție în gaz ar trebui să aibă tendința de a îndrepta într-o direcție definită în raport cu cea trasă spre exterior. normale la electrod: să presupunem că polarizarea este de așa natură încât capetele negative ale tuburilor sunt cele mai apropiate de electrod: putem considera moleculele gazului ca fiind sub influența unui cuplu care tinde să le răsucească în această poziție. . Dacă acum acest electrod este catodul, atunci înainte ca aceste molecule să fie disponibile pentru a transporta descărcarea, ele trebuie să fie răsucite drept împotriva acțiunii unui cuplu opus, astfel încât pentru a produce descărcare la acest electrod câmpul electric trebuie să fie suficient de puternic pentru a se răsuci. moleculele din alinierea lor originală în cea opusă, trebuie

prin urmare, să fie mai puternic decât în corpul gazului unde cuplul opus nu există: o polarizare de acest fel ar face ca gradientul de potențial catodic mai mare decât cel din corpul gazului.

CAPITOLUL III.

FUNCȚII CONJUGATE.

230.] Metodele date de Maxwell pentru rezolvarea problemelor în Electrostatică prin intermediul Funcțiilor Conjugate sunt oarecum indirecte, deoarece nu există nicio regulă dată pentru determinarea

transformării adecvate pentru orice problemă anume. Succesul utilizării acestor metode depinde în principal de norocul în a ghici transformarea potrivită. Utilizarea unei teoreme generale în Transformări date de Schwarz (Ueber einige Abbildungsauf-gaben, Crelle 70, pp. 105-120, 1869) și Christoffel (Sul problema delle temperature stazionarie, Annali di Matematica, I. p. 89, 1867).), ne permite să găsim printr-un proces direct transformările adecvate pentru probleme electrostatice în două dimensiuni atunci când liniile peste care este dat potențialul sunt drepte. Vom trece acum la discuția acestei metode care a fost aplicată problemelor electrice de Kirchhoff (Zur Theorie des Condensatole, Gesammelte Abhandlungen, p. 101) și de Potier (Anexa la traducerea franceză a lui Maxwell Electricity and Magnetism); a fost aplicat și problemelor hidrodinamice de către Michell (On the Theory of Free Stream Lines, Phil. Trans. 1890, A. p. 389) și Love (Theory of Discontinuons Fluid Motions in two dimensions, Proc. Camb. Phil. Soc. 7, p. 175, 1891).

231.] Teorema lui Schwarz și Christoffel este că orice poligon mărginit de drepte într-un plan, pe care îl vom numi planul z, unde z = x + ¿y, x și y fiind coordonatele carteziene ale unui punct din acest plan , poate fi transformat în axa lui ξ într-un plan pe care îl vom numi planul t, unde t = ξ + ¿η, ξ și η fiind coordonatele carteziene ale unui punct din acest plan; și că punctele din interiorul poligonului din planul z se transformă în puncte de pe o parte a axei lui ξ. Transformarea care efectuează aceasta este reprezentată de ecuație

— = C (t - ti) < 1(t - t2) < 1... (t - tr) ”' 1... (t - tn) " \ (1)

dt

unde «1, a2,... an sunt unghiurile interne ale poligonului în planul z; t_1, t_2,... t_n sunt mărimi reale și sunt coordonatele punctelor de pe axa lui ξ corespunzătoare punctelor unghiulare ale poligonului în planul z.

Pentru a demonstra această propoziție, remarcăm că argumentul lui dz/dt, adică valoarea lui θ atunci când dz/dt este exprimat sub forma Reæ unde R este real, rămâne neschimbat atâta timp cât z rămâne real și nu trece prin niciun fel. una dintre valorile t_1,t_2,.. .t_n; cu alte cuvinte, partea axei reale a lui t dintre punctele t_r și t_{r+1} corespunde unei drepte în planul lui z.

Acum trebuie să investigăm ce se întâmplă când t trece prin unul dintre punctele, cum ar fi t_r, pe axa lui ξ. Cu centrul t_r descrieți un semicerc mic BDC pe partea pozitivă a axei lui ξ și luați în considerare modificarea dz/dt pe măsură ce t trece în jurul bdc de la в la c.

D p

A

Fig. 89.

Deoarece presupunem !, raza acestui semicerc, indennis de mică, dacă se produce vreo modificare finită a dz/dt în jurul acestui semicerc, aceasta trebuie să rezulte din factorul (t — tr) T1-1.

Acum pentru un punct pe semicerc bdc

t — tr = ωβίθ,

/,   ,-1'-1 i(-1)θ

(t — tr) π = ! π W' π ' ,

prin urmare, deoarece θ scade de la π la zero pe măsură ce punctul se deplasează în jurul semicercului, argumentul lui (t — tr)·-"_1 și, prin urmare, al lui dz/dt, este crescut cu π — «r, adică linia corespunzătoare porțiunii tr tr+1 a axei lui ξ face cu linia corespunzătoare porțiunii tr_1 tr unghiul π — «r ; cu alte cuvinte, unghiul intern al poligonului în planul z în punctul corespunzător a tr este «r.

Dacă ne imaginăm un punct care se deplasează de-a lungul axei lui ξ în planul lui t de la t = —1 la t = +i și apoi înapoi din nou de la +i la — œ de-a lungul unui semicerc de rază infinită cu centrul său la originea coordonatelor în planul t, atunci, atâta timp cât punctul se află pe axa lui ξ, punctul corespunzător din planul z se află pe una dintre laturile poligonului. Pentru a găsi calea

în z corespunzător semicercului în t punem

t = RAe,

unde R este foarte mare și ulterior devine infinit: ecuația (1) atunci

devine

dz _ crαι+α2+-·αη -η£ι{ ai+a2+-^n _пдө dt

(2)

întrucât R este infinit în comparaţie cu oricare dintre mărimile t1,t2,.. .tn. Din moment ce de-a lungul semicercului

dt = iR<!” dd,

ecuația (2) devine

sau

dz = lCR

ai+a2 + ...an

z = CR

αι+α2+·.·αη

π

(n-1>£'{   2'dd,

Д αι+α2π+:..αη -(n-1>?

&1+&2 + ···^η

-(n -1)-

n 1

Astfel, calea în planul z corespunzătoare semicercului din planul lui z este o porțiune a cercului subtind un unghi oq + a2 + ... an — (n — 1)π la origine și a cărui rază este zero sau infinit după cum

0i + 0́ + ... pe

π

(n - 1)

este pozitiv sau negativ.

Dacă această cantitate este zero, atunci devine ecuația (2).

dz CC

dt   IR"t '

deci z = C log t + A

= C log R + iCO + A,

unde A este constanta integrării.

Astfel, pe măsură ce punctul din planul t se mișcă în jurul semicercului, punctul din planul z se va deplasa pe o lungime Cv a unei drepte paralele cu axa lui y la o distanță infinită de origine.

232.] Deoarece prin ecuația (1) valoarea lui dz/dt nu poate să dispară sau să devină infinită pentru valorile lui t în interiorul ariei mărginite de axa lui ξ și de semicercul infinit, această zonă poate fi transformată conform aria mărginită. de poligonul din planul z.

233.] Când dorim să transformăm orice poligon dat din planul z în axa lui ξ din planul t avem valorile lui ... un dat. În ceea ce privește valorile lui t1,t2,.. .tn unele pot fi presupuse în mod arbitrar în timp ce altele vor trebui determinate din dimensiunile poligonului. Oricare ar fi valorile lui t1,t2,.. .tn, transformarea (1) va transforma axa lui ξ într-un poligon ale cărui unghiuri interne au valorile cerute. Pentru ca acest poligon să fie asemănător cu cel dat, avem nevoie de n–3 condiții de îndeplinit; prin urmare, în ceea ce privește cele n mărimi t1,t2,.. .tn, valorile a 3 dintre ele pot fi presupuse în mod arbitrar, în timp ce restul n–3 trebuie determinat din dimensiunile poligonului în planul z.

234.] Metoda de aplicare a teoremei de transformare la rezolvarea problemelor bidimensionale din Electrostatică în care limitele conductoarelor sunt plane, este de a lua poligonul ale cărui laturi sunt limitele conductorilor, despre care vom vorbi ca fiind poligon în planul z și transformați-l prin transformarea schwarziană în axa reală într-un nou plan, pe care îl vom numi planul t. Dacă ϕ reprezintă funcția potențială, φ funcția flux și w = ϕ + ¿ϕ, condiția ca ϕ să fie constantă peste conductori poate fi reprezentată printr-o diagramă în planul w constând din linii paralele cu axa reală din acest plan : trebuie să transformăm aceste linii prin transformarea schwarziană în axa reală în planul t. Astfel corespunzând unui punct de pe axa reală în planul t, avem un punct în limita unui conductor în planul z și un punct de-a lungul unei linii de potențial constant în planul w și facem ca acest potențial să corespundă potențialului. a conductorului în problema electrostatică a cărei rezolvare o cerem.

În acest fel ne hnd

x + ¿y = f (t) φ + ¿ϕ = F (t),

unde f și F sunt funcții cunoscute; eliminând t între aceste ecuații obținem

ϕ + ¿ϕ = X(x + ¿y),

care ne oferă soluția problemei noastre.

235.] Vom trece acum la analizarea aplicării acestei metode la unele probleme speciale. Primul caz pe care îl vom analiza este cel discutat de Maxwell în art. 202 din Electricitate și Magnetism, în care o placă delimitată de o muchie dreaptă și la potențialul V este plasată deasupra și paralelă

la o placă infinită la potenţial zero. Diagramele din planurile z și w sunt date în Fig. 90 și respectiv 91.

Fig. 90.

Fig. 91.

Limita diagramei z este formată din dreapta infinită ab, cele două laturi ale dreptei cd și un arc de cerc care se întinde de la x = –i pe linia ab până la x = +i pe linia cd. Putem presupune în mod arbitrar valorile lui t corespunzătoare celor trei colțuri ale diagramei, vom presupune astfel t = –i în punctul x = –i pe linia ab, t = – 1 în punctul x = +i pe același linie și t = 0 la c. Unghiurile interne ale poligonului sunt zero la в și 2π la c; deci prin ecuația (1), art. 231, transformarea schwarziană a diagramei în planul z la axa reală a planului t este

dz ct dt t + 1

Diagrama în planul w este formată din două drepte paralele; unghiul intern la g, punctul corespunzător lui t = –1, este zero; deci transformarea schwarziană la axa reală a lui t este

dw 1

dt t +1

(3)

(4)

Din (3) avem

z = x + ¿y = C {t – log(t + 1) + ¿π}, (5)

unde constanta a fost aleasă astfel încât să facă y = 0 de la t = i la –1. Când t trece prin valoarea –1, valoarea lui y crește cu C%, astfel încât dacă h este distanța dintre plăci

h = C%,

deci avem

h

x + ¿y = -{t - log(t + 1) + ¿π}· (6)

π

Din (4) avem

w = φ + ¿φ = B{log(t + 1) – ¿π};

unde constanta de integrare a fost aleasă astfel încât să facă φ = 0 de la t = –1 la t = –1. Pe măsură ce t trece prin valoarea –1, φ scade cu Bπ. Prin urmare, deoarece placa inhnită este la potențial zero și cea semiinhnită la potențialul V, avem

V = -Bπ,

V sau   φ + ¿φ =-----{log(t + 1) - ¿π}·(7)

π

Eliminând t din ecuațiile (6) și (7), obținem

x + ¿yf φ + ¿φ – – (1 + V! ,

V   πJ

care este transformarea dată în Electricity and Magnetism a lui Maxwell, art. 202.

În multe scopuri, totuși, este de dorit să se rețină t în expresiile pentru coordonatele x și y și pentru funcțiile potențial și curent φ și φ.

Astfel, pentru a afla cantitatea de electricitate pe o porțiune a părții de dedesubt a plăcii semi-innite, observăm că pe această parte a plăcii t variază de la -1 la 0 și că la o distanță de marginea plăcii care este un multiplu mare al lui h, t este aproximativ –1. În acest caz avem prin (6), dacă x este distanța de la marginea plăcii corespunzătoare lui t, h

x = -{t - log(1+ t)};

π

sau întrucât t = – 1 aproximativ

log(t + 1) =   „h + 1} ·

Densitatea de suprafață σ a energiei electrice pe un conductor este egală cu

1 ¿φ

4π dv '

unde dv este un element al normalului trasat spre exterior la conductor. Când, ca în cazul de față, conductoarele sunt paralele cu axa lui x, dv = ±dy, semnul + sau – luându-se conform normalului trasat spre exterior este direcția pozitivă sau negativă a lui y; adică semnul pozitiv trebuie luat la suprafața superioară a plăcilor, semnul negativ la cea inferioară. Avem astfel

De cand

și

1 d^ 1 dφ

4π dy   4π dx

1 άφ

7 =-------

4π dv ¿φ dφ dv ds '

unde ds este un element al secțiunii conductorului

1 dφ

4π ds

1 dφ dt

4π dt ds

Cantitatea de electricitate pe o bandă de unitate de adâncime (adâncimea fiind măsurată în unghi drept cu planul lui x, y) este egală cu

reclame = –

1 Í dφ dt ,

–   – – ds

4π   dt ds

= ~т~

unde t_1, t_2 sunt valorile lui t la începutul și la sfârșitul benzii, t_2 fiind algebric mai mare decât t_1.

Cantitatea de electricitate de pe fâșia de lățime x este egală cu

{fa - ϕo} ;

iar aceasta prin ecuația (7) este egală cu

1 V, .14

- 4---log(t + 1)

4π π

V fhi

= \ x + - ? ·

Jvh (π J

Astfel, cantitatea de electricitate de pe partea inferioară a plăcii este aceeași ca și cum densitatea ar fi uniformă și egală cu cea de pe o placă inhnită,

lățimea benzii fiind mărită cu h/π. Aceasta, însă, reprezintă doar electricitatea de pe partea inferioară a plăcii, există și o cantitate considerabilă de electricitate pe partea de sus a plăcii. Pentru a găsi o expresie pentru cantitatea de electricitate pe o fâșie de lățime x, observăm că în partea de sus a plăcii t variază de la zero la infinit și că atunci când x este un multiplu mare al lui h, t este foarte mare; în acest caz soluţia ecuaţiei

h

x = - {t - log(1 + t)g

κ

este de aproximativ

xn kx o

t = Kh +log U + ~hJ ;

iar cantitatea de electricitate pe o fâșie de lățime x este — {φ0 — φíg și

4k

astfel prin ecuația (7) este egal cu

V

4.. log(t + 1)

V _ (kx í / kx

= ÎA log{1+ : +log(1 +

Astfel, cantitatea de electricitate pe o bandă infinit de lungă este infinită, deși raportul ei la cantitatea de electricitate de pe partea inferioară a benzii este infinit mic.

Densitatea suprafeței ±^φ/4π dx a distribuției de electricitate pe placa semi-infinită este prin ecuațiile (6) și (7) egală cu

V 1

4Kh t

Pe partea de dedesubt a plăcii, t este aproape egal cu –1 atunci când distanța de la marginea plăcii este un multiplu mare de h, astfel încât în acest caz densitatea ajunge curând la o valoare constantă. Pe partea superioară a plăcii, totuși, când x este un multiplu mare al lui h, t este aproximativ egal cu kx

h

astfel încât densitatea variază invers ca distanța de la marginea plăcii.

Capacitatea unei lățimi x a plăcii superioare, adică raportul dintre sarcina de pe ambele suprafețe și V , este

X

4Kh

h   h, nkx(kx

1+-----1---log P + – + log 1 + –

kx   kx th\h

Vedem prin principiul imaginilor că distribuția electricității pe placa superioară este aceeași ca și cum ar rezulta dacă, în loc de placa inhnită la potențial zero, am avea o altă placă paralelă semiinhnită la potențial –V, la o distanță de 2h. sub placa superioară și, prin urmare, în acest caz, capacitatea unei lățimi x, când x/h este mare, a oricărei plăci este de aproximativ

X

8ffh

h   h, гπχ/πχ

U------1---log + – + log 1 + –

πχ   πχ th\h

236.] Următorul caz pe care îl vom analiza este cel discutat de Maxwell în art. 195, în care un plan conductor semi-innit este plasat la jumătatea distanței dintre două plane conductoare inhnite paralele, menținute la potențial zero; vom presupune că potenţialul planului semiinhnit este V . Diagramele din planurile z și w sunt date în Fig. 92 și respectiv 93.

Fig. 92.

t= + 1____t= -1

/= +1   t= + oo

/= — oo   /= — 1

Fig. 93.

Limita diagramei z constă din linia inhnită ab, cele două laturi ale liniei semiinhnite CD și linia inhnită ef. Presupunem t = 0 la c, t = — 1 în punctul x = — œ pe dreapta ab, t = —1 în punctul x = +œ pe aceeași dreaptă, apoi prin simetrie t = +1 la punctul x = +œ pe linia ef, iar t = +œ în punctul x = —œ pe aceeași dreaptă. Unghiurile interne ale poligonului sunt zero la b și e și 2 π la c, deci prin ecuația (1) transformarea schwarziană a diagramei în planul z în axa reală în planul t este

dz   Ct

dt (t + 1)(t — 1)

(8)

Diagrama în planul w este formată din trei drepte paralele, sau mai degrabă o dreaptă și cele două laturi ale alteia; în Fig. 93 partea superioară a liniei inferioare

corespunde conductorului ef, partea inferioară conductorului ab. Unghiurile interne apar în punctele corespunzătoare lui t = —1 și lui t = +1 și sunt ambele nule; deci transformarea care transformă diagrama în planul w în axa reală în planul t este

dw   B

~dt = (t + 1)(t - 1) '   (9)

Din (8) avem

z = x + ¿y = 2 C {log{t2 — 1} — ¿π},   (10)

unde constanta de integrare a fost determinată astfel încât să se facă x = 0, y = 0 la c. Când t trece prin valorile ±1 valoarea lui y crește cu — 2 C-π, deci dacă h este distanța planului semi-innit față de oricare dintre cele două inhnite avem

sau

— 2 Cff = h,

h

x + ¿y = — {¿π — log(t2 — 1)}.

π

Din ecuația (9) avem

. . . .   , V1

w = φ + ¿ψ = — log π

(11)

(12)

Din această ecuație obținem

t2   1 =

1 V (Φ+í^')

Înlocuind această valoare a lui t2 — 1 în (11), avem

h

x + ¿y = — π

- h

π

π - 2 log 2 + 2 log { e1 V- e"1V (¿+^)

π — 2 log 2 + log

și V + și V — 2 cos —

+ 2¿ bronz

1 an 1 an

e 2 ■ e~ 2 v

1 an 1 an

e 2 v + e~ 2 v

care este echivalent cu rezultatul dat în Maxwell, art. 195.

t - 1

t + 1

4

e2 V (^+t) _

Cantitatea de electricitate pe o porțiune a cărei lungime este cp și unitatea de lățime a părții inferioare a planului cd este

l_ {ϕp - ϕa} ·

Acum ϕa = 0, iar când cp este mare în comparație cu h, t este foarte aproape egal cu –1, deci dacă cp = x avem în acest caz de la (11)

hx = –{log 2 + log(t + 1)}; π
iar din (12) V ϕp = – {log 2 - log(t + 1)}; π
deci .V r , л πx o ϕp = π {2log2+;

iar cantitatea de energie electrică de pe bandă este

Vi 2h, Ί

TTx i 1 + – log 2 S ·

4ffh πχ

Adică, este aceeași ca și cum distribuția ar fi uniformă și aceeași ca pentru două plăci inhnite, cu lățimea benzii crescută cu – log 2. π

Z=oo G--- ----H/= + 1

E/=»+a________________________________F t= +1

eu -

C/= –a D/=–1

t=- « A--- -----B t= -1

Fig. 94.

237.] Pentru a obţine corecţia pentru grosimea plăcii semi-innite, vom rezolva prin metoda schwarziană problema unei plăci semi-innite de grosimea hnită şi secţiune dreptunghiulară plasată la jumătatea

distanţei dintre două plăci de inhnită. Cele două plăci inhnite sunt la potenţial zero, cea semiinhnită la potenţial V. Diagrama în plan z este reprezentată în Fig. 94. Limita este formată din linia inhnită ab, linia semiinhnită cd, linia hnite. ce, linia semi-inhnită ef și linia inhnită gh. Vom presupune t = i în punctul de pe dreapta ab unde x este egal cu –i, t = – 1 în punctul de pe aceeași dreaptă unde x = +i : t = –a la c (a < 1), t = +a la e, t = +1 în punctul de pe dreapta gh unde x = +i

și t = +i în punctul de pe aceeași dreaptă unde x = –i. Unghiurile interne ale poligonului sunt

3π

0 când t = ±1, – când t = ±a,

prin urmare, transformarea care transformă limita diagramei z în axa reală a planului t este

dz dt

C(t + a)1 (t – a) 2 (t + 1)(t -

C(t2 - a2) 2

1)

t2 - 1 C

{t2 - a2}2

2C(1 - a2)----1----U ' ,-------Ц-

{t2 – a2}2 {t – 1 t + 1

(13)

Primul termen din partea dreaptă este integrabil, iar al doilea și al treilea devin integrabili prin substituțiile u = 1/t – 1 și respectiv u = 1/t + 1. Integrând (13) găsim

z = C log{t + pt2 – a2} – C log V–a2

+ 1 (1 - a2)2 Înfundare

(t – a2 \1 – a2pt2 – a2)(t + 1)

_ (t + a2 + p1 – a2 pt2 – a2)(t – 1) _

(14)

unde constanta a fost aleasă astfel încât să dispară atât x cât și y atunci când t = 0.

Dacă 2h este grosimea plăcii semi-infinite și 2H distanța dintre plăcile infinite, atunci când t trece prin valoarea unității y crește cu H — h. Când t este aproape de unitate putem pune

t = 1 + R'",

unde R este mic și θ se schimbă de la π la zero pe măsură ce t trece prin unitate. Când t este aproximativ 1, ecuația (13) devine

dz dt

= 1C(1 - a2) 2

1 t-1;

+

prin urmare, creșterea în z pe măsură ce t trece prin 1 este

2C(1 - a2)2 [log R + <

XY(Λ 2 \ 1

= - y C (1 - a2)2 ;

dar întrucât creșterea în z când t trece prin această valoare este ¿(H — h), avem

H - h = -C|(1 - a2)2.

Când t se schimbă de la +i la — i, z scade cu ¿2H; dar când t este foarte mare, ecuația (13) devine

dz

C

Acum

dt t ' z = C log t. t = Rée,

unde R este infinit, iar θ se schimbă de la 0 la π pe măsură ce t se schimbă de la +i la i ; dar pe măsură ce t se schimbă de la plus la minus infinit, z crește cu

C [log R +

= ¿C%,

și întrucât diminuarea în z este ¿2H, avem

H = -c|.

Astfel   h = H {1 — /1 — a2 },

sau

(15)

/ h(2H — h) a V H2:

Diagrama în planul w este aceeași ca la art. 236, deci avem .   ,t-1

ϕ + ¿ψ = — log, ,

π t + 1

Cantitatea de electricitate pe porțiunea plăcii semi-infinite dintre O, punctul aflat la jumătatea distanței dintre C și E, și P un punct de pe suprafața superioară a limitei, este

— {ϕo - ϕp}.

Acum la O, t = 0, deci ϕo = 0, iar dacă EP este mare în comparație cu H, t la P este aproximativ egal cu 1. În acest caz găsim din (14), scriind EP = x,

x = c log f 1 + a 1 + i cr -, _ 2-1 2 ia

XC ' la J + 2C{1   } log 2(1 - a2)

+ 1C{1 - a2}1 log (t - 1).

Înlocuind C și a valorile lor în termeni de H și h obținem

-log(t- 1)=

H1

+ — log π

2H - hh

H — hh(2H — h) +-----log---------

' π og 2(H - h)2

(16)

Dar din ecuația (15)

ϕp —

V

— {log(t - 1) - log2}, π

întrucât t la P este aproximativ egal cu 1. Prin urmare, cantitatea de electricitate de pe banda OP este

V (H2H - h H - hh(2H - h) Ί

----------< x +---log---------+-------log---------->

4^{H — h} [π h π(H — h)2 j

Astfel, lățimea benzii, care trebuie adăugată pentru a permite concentrarea energiei electrice în apropierea graniței, este

H 2H - h H - hh(2H - h) π og h ' π og (H - h)2

Dacă h este foarte mic, aceasta se reduce la

2H log2; π

care a fost rezultatul obținut la art. 236.

Densitatea electricității în punctul x din partea de sus a semi-

placa infinită este - 1 dφ   —, acum 4π dx

άφ άφ dt dx dt dx

_   2V(t + 1)(t - 1)

+ 1)(t - 1) C(t2 - a2)2

_ V 2 πC (t2 — a2)2

- V 1

H (t2 — a2)2

1 ·

Prin urmare, densitatea electricității de pe placă este

V   1 4πH (t2 _ a2)1 ·

Aceasta este inhnită la marginile C și E. Când EP este un multiplu mare al lui H, t = 1 aproximativ, iar densitatea este

VI

sau de când

4πH {1 _ a2}2' 2> i H h (1 - a2)2   H

V

Fig. 95.

densitatea este uniformă și egală cu

1

4π H — h

238.] Condensatoarele se fac uneori prin plasarea unui cub în altul; pentru a atinge capacitatea unui astfel de condensator vom investiga distribuția energiei electrice pe un sistem de conductori precum cel reprezentat în Fig. 95, unde abc este menținut la potențial zero și FED la potențial V.

Diagrama în planul z este mărginită de dreptele ab, bc, de, ef; vom presupune că t = —1 în punctul de pe dreapta ab unde y = +i,t = 0 la b, t = 1 în punctul de pe bc unde x = +i și t = a la E, unde a este o mărime mai mare decât unitatea care trebuie determinată de geometria sistemului. Unghiurile interne ale poligonului în planul z sunt π/2 la B, zero la c, 3π/2 la e. Transformarea

care transformă granița poligonului z în axa reală în planul t este prin ecuația (1) exprimată prin ecuație

dz C (a — t)2 dt 12 (1 — t)

Diagrama din planul w este formată din axa reală și o dreaptă paralelă cu aceasta. Unghiul intern al poligonului este la t = 1 și este egal cu zero,

(17)

de aici transformarea care transformă această diagramă în axa reală a lui t este

dw dt

sau

B

1 -1'

V

φ + ιψ = bV-----log(1 - t).

π

întrucât V este incrementul în ψ când t trece prin valoarea 1.

A integra (17) pune

u2

t = a-------

1 + u2

Avem atunci

dz du

2Ca

(1 + u2){1 – (a – 1)u2}

1   a – 1

1 + u2   1 – (a – 1)u2

= 2C

Prin urmare

(18)

z = 2C tan 1 u + pa – 1C log fp -V1 -pâ=îu J

9Λ» · -1 [t .   /----í Pa - t + Va _

= 2C sin p —+ va – 1C log < ,   ----,--

V a   I \ a – t – pa –

unde constantele au fost alese astfel încât să dispară x și y când t = 0.

Când t = a, avem

x + by = Cff + pa – 1 CbK.

Prin urmare, dacă h și k sunt coordonatele lui E raportate la axele bc, ab, avem

h = C-.

k = C pa — 1 π.

De asemenea, putem deduce aceste ecuații din ecuația (17) prin procesul utilizat pentru determinarea constantelor din art. 237.

Putem scrie (18) sub forma

2h

x + prin = — sin π

/Γ k

\ - + - jurnal

V a π

(pa, - t + Va - 1 pt)2 a(1 — t)

(19)

Cantitatea de electricitate de pe banda bp, unde P este un punct pe bc, este

egal cu 1V = 4log(1 - tP). 4π π

Acum, dacă bp este mare în comparație cu k, valoarea lui t la P este aproximativ unitate; din (19) obținem valoarea mai precisă

- log(1 - t) =

2h ~k

bronzat 1

h

k -2log

2k

Ph2 + k2 '

X

= 4

Prin urmare, cantitatea de electricitate de pe bandă este

V f   2h , h 2k ph2 + k2 Ì

■-   ]' - Ýtair k + V o 2k I'

Prin urmare, cantitatea este aceeași ca și cum electricitatea ar fi distribuită cu densitatea uniformă - V/4^k pe o bandă a cărei lățime era mai mică de bp cu i_____

2h   h 2k Ph2 + k2

_ zece- _ _ _ 1^—2^.

În cazul important când h = k, acesta devine

hh

■   jurnalul 2.

2 π

Densitatea de suprafață a electricității în orice punct de pe bc sau ed este

V/t

4k2C\ a — t'

semnul — sau + fiind luat după cum punctul este pe bc sau ed. Această expresie dispare la в și este inhnită la e.

La p, un punct de pe bc la o anumită distanță de b, t este aproximativ unitate, astfel încât densitatea suprafeței este

V

4π2^/α — 1

_ V

lek

Acest rezultat este evident, desigur, dar poate fi considerat ca oferind o verificare a soluției precedente.

E

Fig. 96.

239.] Un alt caz de oarecare interes este cel reprezentat în Fig. 96, unde avem un plan infinit ab la potenţialul V în prezenţa unui conductor la potenţial zero mărginit de două plane semi-infinite cd, de în unghi drept unul faţă de celălalt. . Diagrama din planul z este mărginită de liniile ab, cd, de și de un cadran al unui cerc a cărui rază este infinită. Vom presupune t = –1 în punctul de pe dreapta ab unde x = – œ, t = 0 în punctul de pe aceeași dreaptă unde x = +i, t = 1 la D. Unghiurile interne ale poligonului în planul z este zero la в și 3π/2 la d. Transformarea care transformă granița poligonului z în axa reală în planul t este, prin urmare, prin ecuația (1),

dz C (1 – t) 2

dt t

(20)

Diagrama în planul w este formată din două drepte paralele cu axa reală, unghiul intern fiind zero în punctul t = 0; deci avem

V

W = φ + ¿ψ = log t;

π

întrucât planul ab este la potenţialul V şi cde la potenţialul zero. Integrând ecuația (20), aflăm când 0 < t < 1,

z = x + ¿y = C

2д/1 – t – log

1W1 -1 λ

1 -)

(21)

unde nu este necesară nicio constantă de integrare dacă originea coordonatelor este luată la d unde t = +1. Dacă h este distanța dintre cd și ab, atunci

z crește cu ¿h când t își schimbă semnul, deci avem prin ecuația (20), prin proces similar cu cel prin care am dedus constanta din Art. 237,

h = -C%;

astfel încât (21) devine, 0 < t < 1,

x + ¿У = - (log 7+4== - 2P1 - 4 ·   (22)

π (1\ 1 -1J

Cantitatea de electricitate pe o bandă dp unde p este un punct pe dc este

V,

logtp '

dacă tp este valoarea lui t la p. Dacă dp este mare în comparație cu h, tp va fi foarte aproape de zero; valoarea log tP este apoi obținută ușor prin scrierea (22) în forma

h   .__._

x + ¿y = — {2 log(1 + V1 — t) — log t — 2д/1 — t }· π

Deci, dacă x = dp, avem aproximativ,

,   π f 2^2h ΊΙ

- log tp = - ¿ x---log 2 +---> ,

hf π π J

π f   2h .ΊΙ

= - < x +---(1 - log2) > ·

h (πJ

Astfel, cantitatea de electricitate pe dp este

Vf2hZ1,,/A

. , x '   (1 - log2) f ·

4π^ (πJ

Putem demonstra într-un mod similar că, dacă Q este un punct pe de, sarcina pe DQ este egală cu

V ,   (πDQ\

·_·· log(-2rb

240.] Dacă unghiul cde, în loc să fie egal cu π/2, ar fi egal cu π/η, transformarea diagramei în planul z în axa reală a lui t ar putea fi efectuată prin relația

dz   C (t — 1)

dt   t

241.] Vom continua acum să discutăm o problemă care ne permite să estimăm efectul produs de fanta dintre inelul de protecție și placa unui condensator asupra capacității condensatorului.

Fig. 97.

Fig. 98.

Atunci când placa și inelul de protecție sunt de grosime hnită, integrarea ecuației diferențiale dintre z și t implică utilizarea funcțiilor eliptice. în cele două cazuri limitative când grosimea plăcii este infinit de mică sau infinit de mare, integrările necesare pot fi totuşi realizate prin mijloace mai simple.

Vom începe cu cazul în care grosimea plăcii este foarte mică și vom lua în considerare distribuția energiei electrice pe două plăci semi-innite separate printr-un interval hnit 2k și plasate paralel cu un plan inhnit la distanța h de acesta.

Vom presupune că cele două plăci semi-inhnite sunt la același potențial V și că placa inhnită este la potențial zero. Diagramele din planurile z și w sunt reprezentate în Fig. 97 și 98.

Diagrama din planul z este delimitată de linia dreaptă inhnită ed, cele două laturi ab și bc ale liniei semiinhnite din dreapta, cele două laturi FG, gh ale liniei semiinhnite din stânga și un semi -cerc cu raza inhnită. Un punct care traversează porțiunea dreaptă a graniței poate începe de la a și se poate deplasa spre b pe partea superioară a liniei din dreapta , apoi de la b la c de-a lungul părții inferioare, de la d la e de-a lungul liniei drepte inhnite, de la f la g pe partea de jos a liniei din stânga și de la g la h pe partea superioară a acestei linii. Vom presupune că t = +i la a, t = +1 la b, t = +a (a < 1) la c, t = —a la f, t = — 1 la g, t = —i la h . Unghiurile interne ale poligonului în planul z sunt 2v la b, zero la c, zero la f și 2 π la g; prin urmare, transformarea care transformă diagrama din planul z în axa reală a lui t este exprimată prin relația

dz _ c t2 — 1 ~dt = ° t2 - a2 '

(23)

Diagrama în planul w constă din două drepte paralele cu

axa reală și potențialul se modifică cu V atunci când t trece prin valorile ±a: deci putem găsi cu ușurință

φ + ¿ψ = — log ¿ + a + ¿V. (24)

π t — a

Avem din ecuația (23)

z = Clt-

(1 — a2) η t — a (1 — a2)   Ί

--------- log------+ --------- ¿π > ;

2a 61 + a 2a J

(25)

unde constanta de integrare a fost aleasă astfel încât să facă x = 0, y = 0 când t = 0. Axa lui x este ed, axa lui y dreptă în unghi drept cu aceasta trecând prin mijlocul lui gb.

Dacă 2k este lățimea golului și h distanța verticală dintre plăci, x = k, y = h, când t =1, deci avem prin (25)

k = c(1 - TW) log

2a

h = C TW) π.

2a

1 — ai

1 + un J

Prin urmare, a este determinat de ecuație

hf 2a 1 + a Ί

- ί i—2+ scăzut— ί . π (1 — a2   1 — a J

(26)

Cantitatea de electricitate de pe partea inferioară a plăcii semi-inhnite între b și P este, deoarece t crește de la p la b,

4-{φρ - φB},

sau de (24)

V

4π2

tp + a tp — a

- Buturuga

1 + a

1a

tp — a

x — k = C tp — 1 —

Dar prin (25) dacă bp = x — k, avem

1 — a2 (tp — a1 — a Í

-G-----5 log 7—.-------log ,   ? .

2a (tp + a1 + aj

Prin urmare, dacă Q este cantitatea de electricitate de pe partea inferioară a plăcii între b și p,

x - k = C(tp - 1) + -V- . Q;

V

Q   h{x " k + C(1 - tp)};

sau deoarece tP = a aproximativ, dacă p este o distanță considerabilă de b, avem

V

Q = 4-^{x - k + C(1 - a)}. (27)

Cantitatea de electricitate Q1 de pe partea superioară a plăcii, de la a la B, este egală cu

4-(ϕB - ϕл); sau deoarece t = +i la a, și prin urmare ϕл dispare, avem

Qi = -4-2 log1—-.   (28)

4-2 1 + a

Prin ecuația (26) putem exprima cu ușurință a în termeni de k/h, atunci când acest raport este fie foarte mic, fie foarte mare. Vom începe prin

a lua în considerare primul caz, care este cel care apare cel mai frecvent în practică.

Vedem din (26) că atunci când k/h este foarte mic, a este foarte mic și este aproximativ egal cu

-k

4 ore

Valoarea corespunzătoare a lui C este 1 k, prin urmare, neglijând (k/h)3,

Q

V {   -k2

4-h Ì   28 h

V

Q1 = 4-2 2a

Vk

4h 2

Prin urmare, Q + Q1, întreaga cantitate de electricitate între a și p, este

aproximativ egal cu   V f- k2 Í < x — — > 4-h Ì8 h :

Prin urmare, cantitatea de electricitate de pe placa condensatorului este, la gradul actual de aproximare, aceeași ca și cum electricitatea ar fi distribuită uniform pe placă cu densitatea pe care ar avea-o dacă fanta ar fi absentă, cu condiția ca aria plăcii să fie crescut cu cel de

o bandă a cărei lățime este   - k2 k - 8 U

astfel, lățimea benzii suplimentare este aproape jumătate din cea a fantei.

Trecem acum la cazul în care h/k este foarte mic. Vedem din ecuația (26) că în acest caz a este foarte aproape egală cu unitatea, valorile aproximative ale lui a și C fiind date de ecuații

h

-k '

1 – a =

C = k.

Prin urmare, prin ecuațiile (27) și (28) avem

vf , hi Q = TÍ Vx - k + “ i ;

4-h [- J

V   2-k

Q1 = 4–2   ■

Astfel încât sarcina totală Q + Q1 pe ap este egală cu

hf 2-k Í x – k +– < 1 + log –– >

-h

V

4-h

şi astfel lăţimea benzii suplimentare este

hf 2-k Í

-     + jurnal – κ

-h

242.] Am presupus până acum că potențialele plăcilor abc și FGH sunt aceleași; putem totuși modifica cu ușurință investigația astfel încât să dea soluția cazului când abc se menține la potențialul Vi și FGH la potențialul V2. Relația dintre z și t nu va fi afectată de această modificare, dar relația dintre w și t va fi acum reprezentată de ecuație

V2   Vi

ϕ + /φ = – log(t + a)-log(t – a) + /V1.

--

Cantitatea de electricitate între b și p, un punct de pe partea inferioară a plăcii, este

4-{ϕp - ϕв}.

Acum, dacă bp este mare, t la P este aproximativ egal cu a și

V2   V

ϕp = – log 2a-log(t – a);

dar prin ecuația (25) avem când t este aproape egal cu a,

prin urmare

Când h/k este mare, această ecuație devine

π

— log(t — a) = — (x — Ca) — log 2a,

h

V2 - V1   V1

1   -----log 2a + — (x — Ca).

π   h

mic și aproximativ egal cu -k/4h și

a este

ϕp =

V2 - Vi. -k , Vi -------log + wx π 2h h

Deoarece t = 1 la b și a este mic, vedem că ϕв este aproximativ egal cu a(Vi + V2)/- sau (Vi + V2)k/4h, prin urmare cantitatea de electricitate dintre b și P este aproximativ egală cu

Vi   V2 - Vi l 2h Vi + V2 k

4-h   4π2 g -k 4-h 4

Sarcina Qi pe partea superioară a plăcii abc între un punct p0 vertical deasupra p și b este, deoarece t crește de la b la p0, egală cu

Acum

4- {φβ - ϕp, }.

V2   Vi

ϕp/ = — log(tp, + a)-log(tp, - a),

ππ

care, deoarece tP, este mare, poate fi scris ca

ϕp/ =

V2 - Vi

π

log tp /.

Când bp0 este mare, tP/ este de asemenea mare, iar prin ecuația (25) este aproximativ egal cu x/C, adică cu 2x/k, deci

ϕp/ =

V2 - Vi

π

Buturuga

2x

~k'

ϕв = (Vi + V2)

k .

4h;

și prin urmare Qi , sarcina de pe partea superioară a plăcii, este dată de ecuație

n (Vi + V2) k (V2 - Vil2x

Qi ■ 4hlog V

astfel Q + Q1, suma sarcinilor de pe porțiunile superioare și inferioare, este dată de ecuație

t—— a. F

M-1G

E

D

Fig. 99.

243.] Vom continua acum să discutăm celălalt caz extrem al inelului de gardă, acela în care adâncimea fantei este inhnită. Vom începe cu cazul în care inelul de protecție și placa condensatorului sunt la același potențial. Diagrama din planul w este aceeași cu cea din art. 239, în timp ce diagrama în planul z este reprezentată în Fig. 99. Limita acestei diagrame constă din liniile semi-inhnite ab, bc în unghi drept între ele, linia inhnită paralelă cu bc, semi-inhnită. linia fg care este în aceeași linie dreaptă ca bc și linia semi-inhnită gh în unghi drept cu fg. Vom presupune că t = +i la a, t = +1 la b, t = +a (a < 1) la c, t = –a la f, t = – 1 la g și t = –i la h . Unghiurile interne ale poligonului în planul z sunt 3π/2 la b și g și zero la c și f. Astfel, transformarea care transformă granița din planul z în axa reală a planului t este exprimată prin ecuație

dz _ c (t2 - 1)1 dt t2 – a2

Dacă avem de-a face cu porțiunea limitei pentru care t este mai mic decât unitatea, este mai convenabil să scriem această ecuație ca

dz = C/ (1 - t2)2 dt t2- a2

1 - a2   1[11 Í 1

Σ   î- S __ i

2a   (1 – t2) 2 \ t – la + a J (1 – t2) 2

Integrarea, găsim

z = - Cl

-\/1 – a2 ,   (1 – la + a/1 – a2V1 – t2) (t + a)

–z--------log----------------pp -,-------------------- r + sin 11

2a   (1 + at + a/1 – a2V 1 – t2) (t – a)

+ Cf

\J1 – a2

2a

unde constanta de integrare a fost aleasă astfel încât să facă x = 0, y = 0 când t = 0; ed este axa lui x, iar axa lui y este la jumătatea distanței dintre ab și GH. Scriind D pentru –Cl, ecuația anterioară ia forma

n .   , n V1 - a2(1 - la + V1 - aV 1 - t2) (t + a)

z — D sin t + I D------------ log----------------------------- --
----

/Z -L' sinU -L, ч

2a (1 + at + a/1 — a2V 1 — t2) (t — a)

+ D¿f P\~ ". (29) 2a

Acum, dacă 2k este lățimea fantei și h distanța plăcii condensatorului de placa infinită, x = k, y = h când t = 1, deci de la (29)

sau

k = Df ;

h = Df P

2a

2 k2 a = h2 + k2 :

Relația dintre w și t este aceeași ca și în art. 239, și avem

V V

w = φ + ¿φ = — log(t + a)-----log(t — a) + ¿V.

f f

Cantitatea de electricitate Q de pe placa condensatorului între a și p, un punct pe bc la o distanță considerabilă de b, este

{Φp - Φa};

întrucât t este infinit în punctul corespunzător lui a, vedem că φA este zero, deci

Q =IΦp

_ V (tp + a)

= 4f2 og (tp - a):

Acum punctul p corespunde unui punct din planul t unde t este foarte aproape egal cu a; deci avem aproximativ cu (29)

Buturuga

tp + a

tp — a

x — D sin 1 a —

h

h log(1 - a2)

p

p

h

ph

2k

— păcatul

p

k   h h2\

-h2 + k2   p Og h2 + k2)

Prin urmare

V f   2k, k

Q , , <x---------sin .   :

4ph [pPh2 + k2

h, h2 Ì

p og h2 + k2\ ■

În cazul care apare cel mai frecvent în practică, acela în care k este mic în comparație cu h, avem, neglijând $(k/h)^2$,

V

Q = 44Âx;

adică cantitatea de electricitate de pe placă este aceeași ca și cum distribuția ar fi uniformă și lățimea plăcii ar fi mărită cu jumătate din lățimea fantei.

Cantitatea de electricitate de pe fața ab a fantei este egală cu

V,

Jurnal 4P

(1 + a)

;

sau, înlocuind valoarea cu o valoare găsită anterior,

V > 1 + -P=

-Llog <__-'   2

4p2 log i 1 _   k

:   -h2 + k2

iar aceasta când k/h este mic este egal cu

V 2k

4ph p

Astfel 2/p din creșterea sarcinii pe abc, peste valoarea pe care ar avea-o dacă densitatea suprafeței ar fi uniform V/4ph pe bc, este pe latura ab a fantei și (p – 2)/p este pe faţa plăcii condensatorului.

244.] O ușoară modificare a soluției precedente ne va permite să găsim distribuția energiei electrice pe conductori atunci când abc și fgh nu mai sunt la același potențial. Dacă V1 este potențialul lui abc, V2 cel al fgh,

atunci relația dintre z și t va rămâne aceeași ca înainte, în timp ce relația dintre w și t va fi acum exprimată prin ecuație

V2   V1

w = φ + υφ = – log(t + a)---------log(t – a) + ¿Vi,

π   π

sau φ + ¿φ = ——— log (t + a) + – log(t + a) – – log(t – a) + ¿V1.

π   ππ

Prin urmare, cantitatea de energie electrică pe qbp unde Q este un punct pe ab la o anumită distanță de b va depăși cantitatea care ar fi găsită din rezultatele articolului precedent prin

V2 - Vi

4π2

,   tp + a

log;—W tQ + a

Deoarece p este un punct pe bc la o anumită distanță de b, tP este aproximativ egal cu a și, deoarece a este mic și tQ mare, putem înlocui tQ + a cu tQ; făcând aceste substituţii expresia precedentă devine

V2 - Vi

4π2

2a

log , · tQ

(30)

Când t este mare, relația dintre z și t, care este dată de ecuația dz = C (t2 - 1)2 dt   t2 — a2 '

este prin integrarea acestei ecuații găsită a fi

, 1 + la

păcat ---------

t + a

x — k + ¿(y — h)

,,, ,   ----wл/1 — a21 — la

= C log(t + Vt2 — 1) +------------C < sin 1-----------

2a   t — a

sau înlocuind cu C (¿D din articolul precedent) valoarea lui ¿2k/%, avem

x — k + ¿(y — h)

2k   ----- hf , 1 — la , 1 + la Ί

= ¿— log(t + v t2 — 1) +   < sin----------sin --------> ·

π   πt — la + a J

Prin urmare, când t este mare, avem aproximativ log2t=π (y ~h)·

Înlocuind această valoare pentru log tQ în expresia (30), constatăm că corecția trebuie aplicată pe seama diferenței de potențial dintre

245.]

abc și FGH la expresia dată de art. 243 pentru cantitatea de energie electrică

pe QBP este

(V2 - V1)

4π2

Vh2 + k2 4k

+2k(y -   ·

unde y — h = bq.

245.] Metoda indirectă dată de Maxwell, Electrostatice, Cap. XII, în care începem prin a presupune o relație arbitrară între z și w de formă

x + ¿y = F (φ + υφ)·

și apoi se procedează la găsirea problemelor de electrostatică care pot fi rezolvate prin această relație, duce la unele rezultate interesante atunci când sunt folosite funcții eliptice. Deci, să presupunem

x + ¿y = b βπ(φ + ¿φ)·   (31)

și să presupunem că φ este potențialul și φ funcția fluxului. Fie k modulul funcțiilor eliptice, 2K și 2¿K' perioadele reale și imaginare. Să urmărim suprafaţa echipotenţială pentru care φ = K ; avem

x + ¿y = b sn(K + ¿φ)

- b άπ(φ· k') '

(32)

unde άπ(φ, k') indică faptul că modulul funcției eliptice este k', adică л/1 — k2, și nu k. Din ecuația (32) vedem că y = 0 și

- b

X   άπ(φ· k') '

Acum άπ(φ· k') este întotdeauna pozitivă, valoarea sa cea mai mare este unitatea când φ = 0, sau un multiplu par al lui K', cea mai mică valoare este k când φ este un multiplu impar al lui K', deci ecuația

b

x + ¿y = . eu dn^·

reprezintă porţiunea axei lui x cuprinsă între x = b şi x = b/k. Dacă punem φ = –K, avem

x + ¿y = b sn(–K + ¿φ)·

- b . άπ(φ, k');

deci suprafața echipotențială, – K, constă din porțiunea axei lui x cuprinsă între x = – b și x = –b/k.

Astfel transformarea (31) rezolvă cazul lui ___________ __________

două benzi plane inhnite ab, cd, Fig. 100, din hnite A p B c D

și lățimi egale, b (1 – k)/k, într-un plan plasat Fig. 100.

astfel încât laturile lor să fie paralele între ele.

În investigația de mai sus, dierența potențială este de 2K. Cantitatea de electricitate de pe partea superioară a benzii cd este egală cu diferența dintre valorile lui ψ la c și d împărțite la 4π. Acum diferența dintre valorile lui ψ la c și d este K0, deci cantitatea de electricitate de pe partea superioară a benzii este

4-K '■

4

Există o cantitate egală de electricitate pe partea de jos a benzii, astfel încât

sarcina totală pe cd este – 2K 0. 4π

Dierența potențialului dintre benzi este de 2K, prin urmare capacitatea benzii pe unitate de lungime măsurată paralel cu z este

1 K0

4K

Modulul k al funcțiilor eliptice este raportul dintre bc și ad, adică raportul dintre distanța cea mai scurtă și cea mai mare dintre punctele din liniile ab și cd. Valorile lui K și K0 pentru valorile date ale lui k sunt tabulate în Traite des Fonctions Elliptiques a lui Legendre: astfel încât, cu aceste tabele, capacitatea a două benzi de orice lățime poate fi găsită cu ușurință.

Când k este mic, adică atunci când lățimea oricăreia dintre benzi este mare în comparație cu distanța dintre ele, K și K0 sunt date aproximativ de următoarele ecuații:

K =

2'

$K_0 = \log(4/k) = \log(4AD/BC)$.

Prin urmare, în acest caz, capacitatea este de aproximativ ¿ log(4AD/BC).

Revenind la cazul general, dacă σ este densitatea de suprafață a electricității în punctul P de pe una dintre benzile ab, avem

iar din moment ce 1 άφ 4π άχ ' _b Xdn^,k')' —= bk'2 δη(φ, k') €π(φ, k')/ dn2^, k') άφ 1 r 2i'2 i — ci 2122í 1 = - fx2 — b2 g2 fb2 — k2x2g2 bk . = -VCP.DP.AP.BP ; b
deci _ _b1 σl.~k PCP.DP.AP.BP

Soluția cazului a două benzi la potențiale egale și opuse, include cea a unei benzi la potențial K în fața unui plan inhnit la potențial zero. Rezolvarea acestui caz se poate deduce direct din

transformarea x + ¿y = b ¿π(Φ + ¿φ),

dacă φ este luat ca potențial și φ ca funcție de flux.

-------------------κ --------------------κ

A P8 K κ

--------------------K -------------------K

Smochin. 101.

246.] Capacitatea unui morman de farfurii, Fig. 101. Dacă punem

e ++У = βπ(φ + ¿φ), (33)

atunci când ϕ = K

și *+“=sn(K+¿φ) = dñ- yky

Astfel, deoarece dn^, k') este întotdeauna real și pozitiv,

y = 0, y = 2vb. y = Ivb. etc.,

246.]

FUNCȚII CONJUGATE.

în timp ce x variază între valorile x_1, x_2, unde

6 b

X2

6 b

1;

1

k'

(35)

Când ϕ = -K,

x + tn „1

6 -г=sn(_K.„w = _ __ ,

prin urmare, deoarece dn(^, k') este întotdeauna real și pozitiv,

y = %b, y = 3π&, y = 5π&, etc.,

în timp ce x variază între aceleași valori ca înainte. Astfel, dacă în ecuația (33) considerăm că φ este potențialul și φ funcția de flux, ecuația va da distribuția electrică pe o grămadă de benzi paralele de lățime finită, x_2 – x_1, distanța dintre benzile consecutive fiind % b, benzi alternative fiind la același potențial. Potențialul unui set de plăci este K, cel al celuilalt –K.

Cantitatea de energie electrică pe o parte a uneia dintre benzi pe unitatea de lungime paralelă cu z este, ca la art. 245, egal cu K'/4π și, deoarece sarcina de pe ambele părți este aceeași, sarcina totală de pe benzi este K'/2π. Diferența de potențial este de 2K, prin urmare capacitatea uneia dintre benzi pe unitate de lungime este egală cu

K'

4ffK

Din ecuația (35) vedem că

(χ2-χ1)

k = 6 b;

dar x_2 – x_1 = d, lățimea uneia dintre benzi, deci, _d

k = 6 b :

După ce am găsit k din această ecuație, prin Tabelele lui Legendre putem găsi valorile lui K și K0 și, prin urmare, capacitatea benzilor. Când lățimea benzilor este mare în comparație cu distanța dintre ele, d/b este mare,

prin urmare k este mic; în acest caz avem aproximativ

K = -,

2'

d

K ' = log(4/k) = log(4e ь)

d

= 2log2 + -,

astfel încât capacitatea unei benzi este

1 L·, л - Ì

2-2 t2log2 + b/'

Revenind la cazul general, densitatea de suprafață a electricității într-un punct P de pe partea pozitivă a uneia dintre benzile ab este egală cu

1 -ϕ

4- dx

Dar prin ecuație (34)

1 dx

-eb — = k02 бп(Φ, k0) оп(Φ, k0)/dn—ϕ, k0). b -ϕ

Înlocuirea valorilor lui

sn^,k0), cn^,k0), dn^,k0)

X

în termeni de e ь , noi

obține

-ϕ 1 dx b

(X2—X1)

e   2ь

(x—xi)   (x—xi)(x2—x)—(x2—x) o 2 '

(e ь — e~ ь)(e ь — e ь) 1

Prin urmare, densitatea suprafeței este egală cu

AB

1   și 2ь

4—bm AP _A£W BP _BP í 1 : He ь - e ь)(e ь - e ь) L

Distribuția electricității pe oricare dintre plăci este în mod evident aceeași ca și cum placa ar fi plasată la jumătatea distanței dintre două plăci paralele inhnite la potențial zero, distanța dintre cele două plăci inhnite fiind 2-b.

247.] Capacitatea unui sistem de 2n plăci dispuse radial și făcând unghiuri egale între ele, plăcile alternative fiind la aceeași

x +

b

potenţial, extremităţile plăcilor aşezate pe doi cilindri circulari drepti coaxiali. Să punem

n

= βπ(φ + ί́ψ),

sau, transformându-se în coordonatele polare r și θ,

(T \n

t) = sn(^ + ιψ).

b/

Atunci, ca mai înainte, vedem că atunci când φ = K, ηθ = 0 sau 2π, sau 4π, și așa mai departe, și când φ = —K, ηθ = π sau 3π, sau 5π, etc.; prin urmare, această transformare rezolvă cazul a 2n plăci dispuse radial, făcând unghiuri π/η între ele, un set de plăci η fiind la potenţialul K, celălalt la potenţialul — K. Când φ = K, avem

(r \ n 1

b/ dn(^,k')

Prin urmare, dacă r1 și r2 sunt distanța cea mai mică și cea mai mare dintre marginile unei plăci de la linia către care converg toate plăcile, avem

/rp \b, (T2 \b, n) =1' \n 1 ' = k' /\ n r1
sau k = —. r2

Sarcina totală de pe ambele părți ale uneia dintre plăci este, ca și înainte, K0/2π și, deoarece diferența de potențial este de 2K, capacitatea plăcii este K0/4kK. Când r1 este mic în comparație cu r2, k este mic și avem atunci aproximativ

K = π,

2'

K0 = log(4/k) = log 4 + n log(r2/r1).

Astfel capacitatea unei plăci este în acest caz de aproximativ

J_2 {log4 + n log(r2/r1)g.

dar de atunci

Revenind la cazul general, densitatea de suprafață a electricității pe o parte a unei plăci este egală cu

1 άφ 4π dr ' / r\n 1 \b) dn^,k')'

n /r\n—1 dr

— (-) — = k'2 8π(φ, k') cn^, k')/ dn2^, k').

b \b/ αφ

Înlocuind funcțiile eliptice valorile lor în termeni de r, obținem când φ = K

nbnrn 1

dr kf(r2n — ri2n)(r22n — r2n) g 2

Astfel, densitatea suprafeței este egală cu

1 nrșn rn 1

f(r^n n2n)(r2^n r2n)}2

Când n =1, acest caz coincide cu cel discutat la art. 245. 248.] Să punem în continuare

x + ¿y = b üπ(φ + ¿φ) ,

și luați φ pentru potențial și φ pentru funcția flux. Atunci când φ = 0, avem

x + ¿y = b cn φ,

prin urmare y = 0 și x poate avea orice valoare între ±b: astfel suprafața echipotențială pentru care φ este zero este porțiunea axei lui x dintre x = —b și x = +b. Când φ = K',

x + ¿y = b oπ(φ + ¿K ')

b¿ dn φ

k sn φ

prin urmare, x = 0 și y variază de la +bk'/k la +œ și de la —bk'/k la —œ. De aici secțiunea suprafeței echipotențiale pentru care φ = K’ este porțiunea axei lui y inclusă între aceste limite. Astfel secțiunea conductoarelor peste care este dată distribuția energiei electrice prin această transformare este similară cu cea reprezentată în Fig. 102, unde axa lui x este verticală.

Pentru a afla cantitatea de electricitate A

pe ab observăm că φ = 0 la a și F_________________ε ρθ______________D

este egal cu 2K la b, prin urmare cantitatea de electricitate de pe o parte a lui ab este

egal cu K/2%, deci sarcina totală Fig. 102.

pe ab este K/π. Diferența de potențial dintre ab și cd sau ef este K', astfel încât capacitatea lui ab este egală cu

1 K πκ7 ■

Modulul k al funcțiilor eliptice este dat de ecuație

k' _ {1 - k2} ·· _ EC

~k = k = AB :

Dacă ab este foarte mare în comparație cu ec, atunci k este foarte aproape de unitate și în acest caz avem

$K = \log(4/k') = \log(4AB/EC)$;

K ' =

π

2;

astfel încât capacitatea lui ab este

2

-2 log(4AB/EC):

π2

Densitatea de suprafață a electricității într-un punct P de fiecare parte a lui ab este (fără nicio limitare în ceea ce privește valoarea lui k) egală cu

1 ά́φ

4π ά́X'

și deoarece x = b cn φ,

— = —b sn φ dn φ

k   1 (k72́I 1

= - b (b2 - x2) 4   * + x2J

= --CPpAP■BP ;

b

deci densitatea suprafeţei este egală cu

b1

Tk CPVAP: BP

249.] Trecem acum să luăm în considerare transformarea

X + bV   ,.

eb = oπ(φ + υφ),

unde φ este luat ca potențial și φ ca funcție de flux. Peste suprafața echipotențială pentru care φ = 0, avem

x + Ly , , X

eb = cn(¿^)

_ 1

cn(^, k')

Prin urmare y = 0,±π&,±2π&,... ;

în timp ce x variază de la 0 la infinit. Pentru suprafața echipotențială pentru care φ = K, avem

x + bV eb = cn(K + υφ)

= _ ko Hφ,φ)

L άπ(φ, k') ' y = ± 2 π&, ± 3 π&, ± 5 %&...,

în timp ce x variază de la minus infinit la o valoare x1 dată de ecuația k0

~îk'

Prin urmare

eb

Fig. 103.

Astfel, această transformare dă distribuția energiei electrice pe o grămadă de plăci paralele semi-infinite la intervale egale W între ele, menținute la potențial zero atunci când în prezența unui alt morman de plăci paralele semi-infinite la aceeași distanță între ele menținute la potențial K , planurile celui de-al doilea set de plăci fiind la jumătatea distanței dintre cele ale primului. Al doilea set de plăci proiectează o distanță x1 în primul set, x1 fiind dat de ecuația eX1=b = k'/k. Dacă marginile celui de-al doilea set de plăci sunt în afara primului set, atunci xi este negativ și numeric egal cu distanța dintre planurile care conțin capetele celor două seturi de plăci. Sistemul de conductoare este reprezentat în Fig. 103.

Cantitatea de electricitate pe cele două laturi ale uneia dintre plăci este K'/2-, deci capacitatea unei astfel de plăci este

K'

2-K

Dacă capetele celor două seturi de plăci sunt în același plan, atunci x1 = 0 și, prin urmare, k' = k, astfel încât K' = K ; deci capacitatea fiecărei plăci este în acest caz 1/(2-).

Când plăcile nu pătrund și sunt separate de o distanță care este mare în comparație cu distanța dintre două plăci paralele, x1 este negativ și mare în comparație cu b, prin urmare k' este mic și, prin urmare, k aproape egal cu unitatea; în acest caz,

K ' = -,

2'

K = log(4/k');

= log4 + X-,

unde x' = –x1.

Astfel, capacitatea unei plăci în acest caz este aproximativ egală cu

b

4(b log 4 + x')'

Densitatea suprafeței într-un punct de pe unul dintre primul set de plăci la o distanță x de margine este ușor de arătat prin metodele utilizate anterior pentru a fi egală, indiferent de valoarea lui k, cu

X

e ъ

1

4-kb/z 2x . . , 2x2xi .

y (eb - 1)(eb + eb)

250.] Transformarea

x + iy \ nb)

= cn(^ + ιψ),

cu φ ca potențial și φ ca funcție de flux, dă soluția cazului reprezentat în Fig. 104; unde cele 2n planuri exterioare la potențialul zero se presupune că se extind până la infinit, cele 2n planuri interioare la potențialul K bisectează unghiurile dintre planurile exterioare și oa = b.

251.]

Putem demonstra cu ușurință că în acest caz cantitatea de electricitate de pe plăcile exterioare este egală cu nK0/π, astfel încât capacitatea sistemului este egală cu

nK0

π K'

când modulul funcţiilor eliptice este de-terminat de relaţia

/ OC V _ k0

\Õã) = ~k'

Fig. 104.

251.] Transformarea

x + ty = b άπ(φ + ¿φ) ;

unde φ este potențialul și φ funcția de flux, dă soluția cazului reprezentat în Fig. 105, în care o placă de hnită este plasată în spațiul dintre două plăci de semiinhnită. Pentru când φ = 0, avem

x + ty = b dn ¿φ

,άπ(φ, k0) cn^, k0) '

(36)

prin urmare, y = 0 și x variază de la +b la +i și de la -b la -i, dând astfel porțiunile ef, cd ale hgure.

________________ ______P Q   DC A Ó' B É 'F

Fig. 105.

Când φ = K , avem

x + ty = b dn(K + ¿φ)

= bk0 cn(^kT άπ(φ, k0) ;

(37)

prin urmare y = 0, iar x variază între ±bk0, dând astfel porțiunea ab a hgurei.

Cantitatea de electricitate de pe cele două laturi ale plăcii ab este egală cu K0/π, deci capacitatea acestei plăci este egală cu

1 K0

π K'

unde modulul k al funcţiilor eliptice este dat de ecuaţia k' = {1 - k2}1 = OA/OC.

Când ac este mic în comparație cu ab, k' este aproape egal cu unitatea și, prin urmare, k este mic, în acest caz avem aproximativ

K = -,

2

K ' = log(4/k)

1 și n   OC2

= log4 +1log AcTbc ;

astfel încât în acest caz capacitatea plăcii ab este egală cu

1 Γ OC2   Ί

-2 { og AC . BC + og J:

Revenind la cazul general, densitatea de suprafață a electricității pe o parte a plăcii ab într-un punct P este egală cu

1 άφ

4- dx

Folosind ecuația (37) descoperim că aceasta este egală cu

b_____________1__________

4- {(b2 — x2)(b2k'2 — x2)}2 '

care poate fi scris sub forma

_b____________1__________

4- {AP . BP. CP . EP}1:

Densitatea suprafeței într-un punct q pe ef poate fi arătată într-un mod similar, folosind (36), pentru a fi egală cu

b   1

4- {(x2 — b2)(x2 — b2k'2)}2 '

care este egal cu

_b____________1__________

_ 4- {AQ . BQ . CQ . EQ}1 '

252.] Dacă punem

x + cЦ

e   = dn(^ + ¿φ),

și luăm ca înainte φ pentru potențial și ψ pentru funcția flux, atunci deoarece, când φ = 0,

X + bV

e = dn(z^)

dn(^, k')

cn(^, k') '

avem y = 0, y = ±π&, y = ±2π&..., în timp ce x variază de la 0 la +œ. Astfel, suprafețele echipotențiale pentru care dispare φ sunt un morman de plăci semi-inhnite paralele care se întind de la axa lui y la inhnitate de-a lungul direcției pozitive a lui x, distanța dintre două plăci adiacente fiind π&.

Când φ = K, avem

X+bV

e = dn(K + ¿φ)

= k' MφΛθ).

άπ(φ, k') '

astfel y = 0, y = ±π&, y = ±2π&..., în timp ce x variază de la — œ la — xi, unde xi este dat de ecuație

e~   = k'.(38)

Astfel suprafețele echipotențiale __________________

____

pentru care φ = K sunt o grămadă
-- ---

de plăci paralele semiinhnite _____________________ _________________

întinzându-se de la — œ la o dis-   F^ 106

tance xi din setul anterior

de farfurii. Distanța dintre plăcile adiacente din acest set este din nou πó, iar planurile plăcilor din acest set sunt continuarea celor ale plăcilor din mulțime la potențial zero. Acest sistem de conductori este reprezentat în Fig. 106.

Cantitatea de electricitate de pe ambele părți ale uneia dintre plăci la potențialul zero este -K'/2π, prin urmare capacitatea unei astfel de plăci este

1 K'

2ÏÏK;

modulul funcţiilor eliptice fiind dat de ecuaţia (38).

Când distanța dintre marginile celor două seturi de plăci este mare în comparație cu distanța dintre două plăci paralele adiacente, atunci

x_1 este mare în comparație cu b, astfel încât k' este mic; în acest caz avem aproximativ

K ' =

2

K = log(4/k')

,   „ xi

= log4 + y ;

deci capacitatea unei plăci este egală cu

b

4(x_1 + b log 4) '

Densitatea suprafeței electricității într-un punct P pe unul dintre planurile la potențialul zero se dovedește cu ușurință, în cazul general, a fi egală cu

X

e ъ

1

Ivb n .   o 2

< (eb — 1)(eb — e ъ H·

253.] Transformarea

x + ьУ A n

b)

= dn(^ + ¿φ),

unde φ este potențialul și φ funcția de flux și na întreg pozitiv, dă soluția cazului prezentat în Fig. 107, când potențialul plăcilor radiale exterioare este zero și cel al K interiorului.

Cele 2n plăci exterioare formează unghiuri egale cu fiecare   Fig 107.

altele și se extind la infinit.

Cantitatea de electricitate de pe ambele părți ale uneia dintre plăcile exterioare este —K'/2π; deoarece există 2n dintre aceste plăci capacitatea sistemului este

n K ' π ~K'

modulul Funcţiilor Eliptice fiind dat de ecuaţia ,' p. ,2l 1 7OA\n

k= {1 - kg 2 =fõBj :

254.] Am luat în considerare doar acele aplicații ale funcției eliptice la electrostatică în care expresia capacității sistemului electric se dovedește a fi de așa natură încât poate fi ușor calculată în orice caz special prin

cu ajutorul Meselor lui Legendre. Există multe alte transformări care sunt de mare interes din punct de vedere analitic, deși lipsa tabelelor cu funcțiile speciale implicate le face să aibă un interes mai puțin în scopuri experimentale decât cele pe care le-am considerat. Astfel, de exemplu, transformarea

x + Ly = Z (φ + ¿ψ),

unde Z este funcția introdusă de Jacobi și determinată de ecuație

ru   E

Z (u) =   dn2 udu ——,

J   K

dacă ψ este potențialul și φ funcția de flux, dă distribuția energiei electrice în cazul important al unui condensator format din două plăci paralele și egale de lățime finită.

CAPITOLUL IV.

UNDE ELECTRICE ȘI OSCILAȚII.

255.] Proprietățile Sistemelor electrice în care distribuția energiei electrice variază periodic și cu suficientă rapiditate pentru a pune în joc efectele inerției electrice, sunt atât de interesante și importante încât au atras o atenție foarte mare încă de la principiile care le guvernează au fost expuse de Maxwell în „Electricity and Magnetism”. În acest capitol vom analiza teoria unor astfel de sisteme electrice vibratoare, în timp ce capitolul următor va conține o prezentare a unor experimente remarcabile prin care proprietățile unor astfel de sisteme au fost expuse într-un mod foarte izbitor.

256.] Vom începe prin a scrie ecuațiile generale pe care le vom solicita în discutarea transmiterii perturbațiilor electrice printr-un câmp în care sunt prezenți atât izolatorii, cât și conductorii.

Fie F, G, H componentele potențialului vectorial paralele cu axele lui x, y, z, respectiv, P, Q, R componentele intensității electromotoare și a, b, c cele ale inducției magnetice în aceleași direcții, fie φ potențialul electrostatic, σ rezistența specifică a conductorului, μ și μ' permeabilitățile magnetice ale conductorului și respectiv dielectricul și K și K' capacitățile inductive specifice ale conductorului și respectiv dielectricul, atunci vom avea

9

P =

Q =

R=

dF   dφ
dt   dx
dG   dφ
dt   ~dy'
dH   dφ
dt   dz

(1)

Avem de asemenea

prin urmare

astfel încât

în mod similar

dH dG dy dz ' da   d dH d dG

dt   dy dt dz dt '

da   dQdR

dt   dzdy '

db   dR dP >

dt   dxdz '

dc   dPdQ

dt   dydx

(2)

Dacă a, β, y sunt componentele forței magnetice, u, v, w cele ale curentului total, atunci (Maxwell's Electricity and Magnetism, Art. 607)

dy dȘ 4-u = T'   ;

dy dz > , tati

4-v =   —--G ,

dz dx > . d.¡da

4-w =   -----—.

dx dy

(3)

În metal, curentul total este suma curenților de conducție și de polarizare; curentul de conducere paralel cu x este P/σ, polarizarea K dP   K

curent -----—, sau dacă P variază ca eLpt, curentul de polarizare este — ιp ■ P.

4- dt '   ,4-

Astfel, raportul dintre conducție și curentul de polarizare este ----
și

Kσιρ deoarece σ în măsura electromagnetică este de ordinul 104 pentru metalele obișnuite și K în aceeași măsură de ordinul 10_21, vedem că dacă vibrațiile nu sunt comparabile în rapiditate cu cele ale luminii, putem neglija curentul de polarizare din metal în comparație cu curentul de conducere. Astfel în dirijor avem

4- p dy dȘ σ dy dz

1 Í dc µ \dy

db

dz

şi prin urmare prin (2) avem, presupunând

dP dQ dR

+ — +--= 0, dx----------dydz

în mod similar

r2P

V2R

4πµ dP 9 σ dt ,

4πµ dQ σ dt '

4πµ dR

σ dt

(4)

Din ecuația (2) rezultă că a, b, c satisfac ecuații de aceeași formă.

În dielectric există doar curentul de polarizare, componenta K' dP a cărei paralelă cu x este ——

l.~

dP k ' ^P dt

dt dy dy

; deci în dielectricul pe care îl avem

dp 1 Í dc db dz μ' \ dy dz

și prin urmare prin (2)

în mod similar

r2p=

r2Q=· r2R=μκ ' ^·.

(5)

Vom presupune că efectele sunt periodice și de frecvență $\rho/2\pi$, astfel încât componentele intensității electromotoare, precum și ale inducției magnetice, vor varia toate ca eLpt și nu vor implica în mod explicit timpul în niciun alt mod. De asemenea, vom presupune că undele electrice se deplasează paralel cu axa lui z, astfel încât variabilele enumerate anterior vor conține Rmz ca factor, m fiind o mărime pe care este unul dintre obiectele investigației noastre să o determine. Cu aceste ipoteze vedem că d/dt poate fi înlocuit cu ¿p, iar d/dz cu ¿m.

Curenți electrici alternativi în două dimensiuni.

257.] Cazurile referitoare la curenții alternativi care au cea mai mare importanță practică sunt cele în care curenții curg de-a lungul firelor metalice. Deoarece analiza, însă, în aceste cazuri este oarecum complicată, vom începe prin a lua în considerare problema bidimensională, deoarece aceasta, deși are o importanță practică relativ mică, ne permite prin intermediul unor simple

analiză pentru a ilustra unele proprietăți importante pe care le posedă curenții alternativi.

Cazul pe care îl vom considera mai întâi este cel al unei plăci conductoare infinite delimitate de planele x = h, x = –h, scufundată într-un dielectric. Vom presupune că undele plane de intensitate electromotoare avansează prin dielectric și că aceste unde afectează placa. De asemenea, vom presupune că undele cad pe ambele părți ale plăcii și sunt simetrice față de aceasta. Aceste unde atunci când lovesc placa vor fi reflectate de ea, astfel încât de fiecare parte a plăcii vor exista sisteme de unde directe și reflectate.

Fie P și R componentele intensității electromotoare paralele cu axele lui x și respectiv z, componenta paralelă cu axa lui y disparând deoarece cazul este una din două dimensiuni. Atunci în dielectric partea lui R datorată undei directe va fi de formă

B^mz+lx+pt)

în timp ce partea datorată undei reflectate va fi de formă

cdmz—lx+pt)

Astfel în dielectricul de pe o parte a plăcii

r Bei(mz+lx+pt) i cB^mz—lx+pt)

(1)

Dacă V este viteza cu care se propagă perturbațiile electromagnetice prin dielectric, avem prin ecuația (5), art. 256, deoarece μ'K' = 1/V 2,

d2R   d2R 1 d2R

dx2 + dz2 V2 dt2 '

p2

deci l2 + m2 = —.

V2

Dacă A este lungimea de undă a undei incidente, θ unghiul dintre normala frontului de undă și axa lui x, avem, deoarece

2~,

p=-V·

2π · ñ m = — sin θ.

j 2π tì l = — cos θ;

Din moment ce Q dispare, avem

dP dx

r=o.

dz

Înlocuind valoarea lui R din ecuația (1), găsim

p __ {pp(mz+lx+pt) cp(mz—lx+pt)g

(2)

Intensitatea electromotoare rezultată în unda incidentă este

p

p(mz+lx+pi) cos θ '

în valul reflectat

C

ri(mz—lx+pt) cos θ

Să luăm acum în considerare intensitatea electromotoare din placa conducătoare; în această regiune avem, prin (4), art. 256, dacă μ este permeabilitatea magnetică și σ rezistența specifică a plăcii,

d2R d2R 4πμ dR dx2 + dz2 σ dt '

sau, deoarece R variază ca 6¿(mz+pt),

Unde

d2R

dx2

n2R;

n2 = m2 +

4πμιρ

σ

Rezolvarea acestui lucru, deoarece intensitatea electromotoare este simetrică față de planul x = 0, este de forma

R = A(enx + 6-nxy(mz+pt) ;(3)
și întrucât dP dR θ dx dz p = _ lm A(çrax — 6-™x)6¿(mz+pt)(4) n
Dacă a, b, c sunt componentele inducției magnetice, atunci dadQdR dtdzdy ' dbdRdP dtdxdz dcdPdQ dtdydx

prin urmare a = 0, c = 0 și

2 2

b = nm A(£nx _ £_nX)£l(mz+pt) în placă, (5)

Lpn

12 i m2

b ,---------(Beilx - Ce~Llx)eL(mz+pt) în dielectric. (6)

1p

Putem obține expresia forței magnetice în dielectric foarte simplu prin metoda dată în art. 9. În valul incident rezultanta

intensitatea electromotoare este B ^(mz+lx+pi) cos θ'
prin urmare polarizarea este K' B y_A(mz+lx+pt) 4π cos θ'

unde K' este capacitatea inductivă specifică a dielectricului. Tuburile Faraday se mișcă cu viteza V, deci prin ecuațiile (4), art. 9, forța magnetică datorată mișcării lor este

B

VK ' ——— ppmz+lx+pt) cos θ

Inducția magnetică corespunzătoare acestei forțe magnetice este egală, deoarece

μ'K' este egal cu 1/V2, la B ^(mz+lx+pt) V cos θ;

care este primul termen din dreapta în ecuația (6). Putem arăta într-un mod similar că forța magnetică datorată mișcării tuburilor Faraday în unda reflectată este egală cu al doilea termen din dreapta în ecuația (6).

Trebuie să luăm acum în considerare condițiile care sunt valabile la joncțiunea plăcii și a dielectricului. Acestea pot fi exprimate în multe moduri diferite: ele sunt, totuși, atunci când conductoarele sunt în repaus, echivalente cu condițiile în care intensitatea electromotoare tangenţială și forța magnetică tangenţială sunt continue. Astfel, când x = h trebuie să avem atât R cât și b/μ continui. Prima dintre aceste condiții dă

A(enh + e~nh) = Btdh + Ce~dh

(7)

al doilea

2 - m A(£»h - £-nh) = < + ' (B^ - C£-“h). μη μ'I

(8)

De cand

și

2   2v~i!!p

n — m = ----------- ;

σ

l2 + m2   2π

l A cos θ '

și pentru toți dielectricii cunoscuți μ_0 poate fi egal cu unitatea, fără o eroare sensibilă, ecuația (8) poate fi scrisă

2pA(£nh - £~nh) = —^(B£dh - C£~dh). ση A cos θ

(9)

Din (7) și (9) obținem

Af£nh + £~nh + 2pAcosθ(£nh - £~nh)} = 2B£¿lh,   (10)

ση

Af£nh + £-nh - 2pA cos θ (£nh - £~nh)} = 2C£~ilh. (11)

ση

Va fi convenabil să exprimați A, B, C în termeni de curent total prin placă. Dacă w este intensitatea curentului paralel cu z din placă, w = R/σ, deci prin (3)

A

W = ~(£nX

σ

I £—nx)£i(mz+pt)

Dacă I0£¿(mz+pt) este curentul total care trece prin lățimea unității măsurată paralel cu y, a plăcii,

prin urmare

astfel încât

/· +h

Io£¿(mz+pt) =   w dx;

Jh

2A

t __ i nh —nh\

J0 = (£ _ £);

ση

(£nx I £—nx) w = 1 nj0 IL) £i(mz+pt) W   2 n±0 (£nh _ £-nh) '

(12)

(13)

Să presupunem acum că frecvența vibrațiilor este atât de mică încât nh este o cantitate mică, acesta va fi cazul dacă hy/4πμρ/σ este mic. Când nh și, prin urmare, nx este mic, ecuația (13) devine aproximativă

w — 1°. Amz+pt).

V   2h£'

astfel curentul din placă este distribuit uniform peste ea. Când nh este mic, ecuațiile (12), (10) și (11) devin aproximative

4Ah

I0 —----,

σ

A(1 + 4πVhσ_1 cos θ) — Bellh,

A(1 - 4πVhσ_1 cos θ) — Ce~llh.

Astfel corespunzând curentului I0 cos(pt + mz) din placă, avem hnd

R — —cos(pt + mz),

2h

P

9

σI0ιηχ

2h

sin(pt + mz),

în farfurie.

χ

b — 4πμI0 — cos(pt + mz)

2h

Astfel, deoarece mx este extrem de mic, vedem că intensitatea electromotoare maximă paralelă cu limita plăcii este extrem de mare în comparație cu maxima în unghi drept față de aceasta.

În dielectricul avem

R—

σIo

2h

cos(pt + mz) cos l(x — h)

— 2πI0 V cos θ sin(pt + mz) sin l(x — h),

P—

—σI0 tan θ sin(pt + mz) sin l (x — h) 2h

— 2πI0Y sin θ cos(pt + mz) cos l(x — h),

b—

σI0

2Vh cos θ

sin(pt + mz) sin l (x — h)

+ 2πI0 cos(pt + mz) cos l(x — h).

Astfel la suprafața plăcii unde x — h

R — —cos(pt + mz),

2h

P — —2πI0 V sin θ cos(pt + mz), b — 2πI0 cos(pt + mz).

Astfel la suprafaţa plăcii P/R — — 4πVhσ 1 sin θ. Dacă placa este metalică, această cantitate este extrem de mare, cu excepția cazului în care placa este excesivă

subțire sau θ foarte mic, astfel încât în dielectric intensitatea electromotoare rezultantă la suprafața plăcii este de-a lungul normalei, aceasta este în contrast izbitor cu efectul din interiorul plăcii unde P/R este foarte mic. Tuburile Faraday din dielectricul apropiat de placă sunt astfel în unghi drept cu placa, în timp ce în placă sunt paralele cu aceasta; deci prin art. 10 impulsul electric din dielectricul din apropierea plăcii este paralel cu axa lui z sau paralel cu placa, în timp ce în placa însăși este paralel cu axa lui x sau în direcția de mișcare din exteriorul farfurie spre interior. Dacă l.zVhcos θ = σ, atunci C = 0; în acest caz nu există undă reflectată; unda reflectată de pe o parte a plăcii este anulată de unda directă care trece prin placă de pe cealaltă parte. Este demn de remarcat că singura dintre mărimile pe care le-am considerat a cărei valoare fie în interiorul plăcii, fie în apropierea plăcii în dielectric depinde în mod sensibil de θ, direcția de mișcare a undei incidente, este electromotorul normal. intensitate în dielectric și în placă.

258.] Vom continua acum să discutăm cazul când nh este mare. Vom începe prin a lua în considerare distribuția curentului în placă. Avem până la (13)

(^nx i ^—nx)

w = 11 n (_____±_____) , ' m··

W   2 ° (enh + e-nh) e'

și deoarece nh este mare, această ecuație poate fi scrisă ca

Acum

n2

= 21°ne~n(h~x) el(mz+ptt

2   4πμιρ

= m i--------

(14)

w

P2 · 2fì . 4^μΦ = wsin θ +-----

V2   σ

Acum p2/V2 este foarte mic în comparație cu 4πμρ/σ dacă placa conduce la fel de bine ca un metal, cu excepția cazului în care vibrațiile sunt mai rapide decât cele ale luminii. Când curentul face un milion de vibrații pe secundă (p2/V2)/(4πμρ/σ) este de aproximativ 5 x 10_16(σ/μ), și este astfel excesiv de mic, cu excepția cazului în care

rezistența este enorm mai mare decât cea a apei acidulate; putem deci să scriem fără o eroare apreciabilă

n

2

4πμι,ρ

și n = \/2πμρ/σ(1 + ¿) = n1(1 + ¿) să spunem, unde

n1 = ^/2πμρ/σ.

Înlocuind această valoare cu n și luând partea reală a lui (14), avem w = p·πμρ/σI0€~ηί^h~xX cos {mz — n1(h — x) + pt + ț } ·

Prezența factorului 6-rai(h~x) în această expresie arată că curentul scade în progresie geometrică pe măsură ce h — x crește în progresie aritmetică și că practic va dispărea de îndată ce n1(h — x) este a multiplu mic de unitate. Obținem astfel rezultatul foarte interesant că un curent alternativ nu se distribuie uniform pe secțiunea transversală a conductorului prin care circulă, ci se concentrează spre exteriorul conductorului. Când vibrațiile sunt foarte rapide, curenții sunt practic legați de o piele subțire pe exteriorul conductorului. Grosimea acestei pielii se va diminua pe măsură ce crește n1; vom lua 1/n1 ca măsură a grosimii sale.

Această inegalitate în distribuția curenților alternativi este menționată în mod explicit în art. 690 din Maxwell's Electricity and Magnetism, dar importanța sa nu a fost recunoscută până când nu a fost adusă în evidență și consecințele sale dezvoltate de investigațiile domnului Heaviside și Lord Rayleigh și experimentele profesorului Hughes.

Cantitatea acestei concentrații este foarte remarcabilă în metalele magnetice, chiar și pentru ratele de alternanță relativ lente ale curentului. Să luăm, de exemplu, cazul unui curent care face 100 de vibrații pe secundă și să presupunem că placa este făcută din fier moale pentru care putem pune μ = 103, σ = 104. În acest caz p = 2π x 102 și n1 sau {2πμρ/σ}ï este aproximativ egal cu 20; astfel la o adâncime de jumătate de milimetru de suprafaţa unei astfel de plăci, intensitatea maximă a curentului va fi doar 1/e sau ·368 din valoarea sa la suprafaţă. La adâncimea de 1 milimetru va fi doar ·135, la 2 milimetri ·018 și la 3 milimetri ·0025, sau partea 1/400 din valoarea sa la exterior. Astfel, într-o astfel de placă, cu rata de alternanță atribuită, curenții vor înceta practic la adâncimea de aproximativ 2 mm. și vor fi reduse la aproximativ 1/7 din valoarea lor la adâncimea de un milimetru. Astfel, în acest caz, curenții și, prin urmare, forța magnetică, sunt conectați la un strat de cel mult 3 milimetri grosime.

Grosimea „pielei” pentru cupru este de aproximativ 13 ori mai mare decât pentru fierul moale.

Rezultatele precedente se aplică curenților care produc 100 de vibrații pe secundă; când avem de-a face cu astfel de curenți alternativi care sunt produși

prin descărcarea unui borcan Leyden, unde pot exista milioane de alternanțe pe secundă, grosimea „pieii” din fier moale este adesea mai mică de o sutime parte dintr-un milimetru.

Revenind la determinarea lui P, R și b pentru acest caz, găsim din ecuațiile (3), (4) și (12) din placă.

R = {πμρσ}íI0e~ni^h~xX cos {mz + n1(x — h) + pt + — |,

P = 1 ιησI0(Γηι1',ι~χ'1 cos {mz + n1(x — h) + pt — ,

b = 2πμI06_ηι(^_χ) cos {mz + n1(x — h) + pt} .

Astfel, vedem că în acest caz, precum și atunci când nh a fost mic, P/R este în general foarte mic, astfel încât intensitatea electromotoare rezultată este aproape paralelă cu suprafața plăcii.

În dielectric avem prin ecuațiile (10), (11) și (12) când nh este mare;

1 Γ π Ί

R = {πμρσ}2I0 cos |mz + pt + — | cos l(x — h)

— 2kV cos θI0 sin(mz + pt) sin l(x — h),

1 íπ Ί

P = {πμρσ}2 tan θI0 sin |mz + pt + — j sin l(x — h)

— 2π V sin θI0 cos(mz + pt) cos l (x — h),

b = 2πI0 cos(mz + pt) cos l(x — h)

1 1íπ \

— — {πμρσ}2 secθI0 sin (mz + pt + —j sinl(x — h). La suprafața plăcii acestea devin

R = {πμρσ}2I0 cos (mz + pt + — j ,

P = —2πνsinθI0 cos(mz + pt),

b = 2πI0 cos(mz + pt),

și vedem, ca și înainte, că, în general, P/R este foarte mare, astfel încât intensitatea electromotoare din apropierea plăcii în dielectric este aproximativ în unghi drept față de aceasta.

Astfel, ca și în cazul vibrațiilor mai lente, impulsul este tangențial în dielectric și normal în placă.

Dacă comparăm expresiile pentru componentele intensității electromotoare în dielectric date mai sus cu cele date în articolul precedent, vedem că, cu excepția celor aproape de placă, acestea sunt foarte aproximativ aceleași.

Curenți periodici în conductorii cilindrici și rata de propagare a perturbațiilor electrice de-a lungul acestora.

259.] Vom trece acum la considerarea cazului care se realizează cel mai ușor în practică, acela în care perturbațiile electrice se propagă de-a lungul unor fire cilindrice drepte lungi, cum ar fi firele telegrafice sau cablurile submarine.

O caracteristică particulară a problemelor electrice în care cilindrii drepți de lungă durată joacă un rol este efectul produs de prezența altor conductori, deși aceștia sunt atât de îndepărtați încât ar fi putut părea la prima vedere că influența lor ar fi putut fi neglijat. Acest lucru este exemplificat prin formula binecunoscută pentru capacitatea a doi cilindri coaxiali. Dacă a și b sunt razele celor doi cilindri, capacitatea pe unitatea de lungime este proporțională cu 1/log(b/a). Astfel, chiar dacă cilindrii erau atât de depărtați, încât raza cilindrului exterior era de 100 de ori mai mare decât a cilindrului interior, totuși, dacă distanța ar fi crescută și mai mult până când raza exterioară ar fi de 10.000 de ori mai mare decât cea interioară, capacitatea condensatorului ar fi să fie reduse la jumătate, deși modificări similare ale distanțelor dintre sferele concentrice cu greu le-ar fi afectat capacitatea într-o măsură apreciabilă. Din acest motiv, deși implică o analiză destul de complexă, vom presupune că cilindrul nostru este înconjurat de conductori, iar rezultatele pe care le vom obține ne vor permite să stabilim când efectele datorate conductorilor pot fi în mod legitim neglijate.

260.] Cazul pe care îl vom investiga este cel al unui fir metalic cilindric înconjurat de un dielectric, în timp ce dincolo de dielectric avem un alt conductor; dielectricul este delimitat de cilindri concentrici ale căror raze interioare și exterioare sunt a și, respectiv, b. Dacă b/a este o cantitate foarte mare, avem o carcasă care se aproximează la un fir telegrafic aerian, în timp ce când b/a nu este mare, carcasa devine cea a unui cablu submarin.

În dielectricul dintre conductori există unde convergente și divergente ale tuburilor Faraday, a căror incidență asupra conductorilor produce curenții prin acestea.

261.] Vom lua axa cilindrilor drept axa lui z și vom presupune că câmpul electric este simetric în jurul acestei axe; atunci dacă componentele intensității electrice și ale inducției magnetice variază ca 6¿(mz+pí), ecuațiile diferențiale prin care sunt determinate aceste mărimi sunt de

forma   ·'+ 1 df2,- 0 , 2 +nf = 0; dr2 r dr

unde r desemnează distanța unui punct față de axa lui z. Rezolvarea completă a acestei ecuații se exprimă prin

f = AJ0(¿nr) + BK0(¿nr)*.   (1)

Aici J0(x) reprezintă funcția lui Bessel de ordin zero și

Ko(x) = (C + log 2 - logx) Jo(x) + 2{J2(x) - 1 J4(x) + | J6(x)...}; (2)
unde C este constanta lui Gauss și este egal cu .5772157.....

Când partea reală a lui ¿n este finită, J0(¿nr) este infinită când r este infinit (Heine, Kugelfunctionen, vol. ip 248), astfel încât în orice regiune în care r poate deveni infinit trebuie să avem A = 0 în ecuație (1). Din nou, K0(¿nr) devine infinit când r dispare, astfel încât în orice regiune în care r poate dispare B = 0.

Vom găsi următoarele ecuații aproximative foarte utile în lucrările noastre ulterioare.

Când x este mic

J0(¿x) = 1;   J0 (¿x) = — 2 ¿x.

2q   1

K0(¿x) = log — ;   Ko (¿x) =----;

¿x   ¿x

unde log 7 = .5772157

iar J0 (¿x) este scris pentru

dJ0(¿x) d(¿x)

Când x este foarte mare

J0(¿x) =

ex

Da (x) =

X

K0(x)

e

(¿x)

¿e_G Æ.

V 2x

(Vezi Heine, The Carriage Function, vol. ip 248).

Heine, Coil Functions, voi. ip 189 .

262.] Vom trece acum la aplicarea acestor rezultate la investigarea propagării perturbaţiilor electrice de-a lungul firului. Axa firului este luată ca axa lui z; P, Q, R sunt componentele intensității electromotoare paralele cu axele lui x, y, respectiv z; a, b, c sunt componentele inducției magnetice paralele cu aceste axe: μ, σ sunt respectiv permeabilitatea magnetică și rezistența specifică a firului, μ', σ' valorile acelorași mărimi pentru conductorul exterior, K este capacitatea inductivă specifică a dielectricului dintre fir și conductorul exterior. Vom presupune că permeabilitatea magnetică a dielectricului este unitate și că V este viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin acest dielectric. Vom începe prin a lua în considerare ecuațiile care au loc în dielectric: din această regiune provin tuburile Faraday care produc curenții în conductor. Vom presupune, ca și mai înainte, că componentele intensității electromotoare variază ca 6¿(mz+pí).

Ecuația diferențială satisfăcută de R, componenta z a intensității electromotoare în dielectric, este (Art. 256)

d2R d2R d2R _ 1 d2R dx2 + dy2 + dz2 V2 dt2 '

sau, deoarece R variază ca 6¿(mz+pí),

Unde

d2R

dx2 +

--k2R =0 dy2 kR =0'

= m2

(3)

p2 V2 '

k2

Dacă introducem coordonatele cilindrice r, θ, z, această ecuație poate fi

scris d2R1 dR 1 d2R2 dr2 + r dr R r2 d32'

dar deoarece electricitatea reținută este simetrică față de axa lui z , R este independent de θ, prin urmare această ecuație devine

d2R

dr2 +

1 dR r dr

— k2R = 0,

a cărui soluție prin art. 261 este, C și D fiind constante,

R = {CJ0(Lkr) + DK0(Lkr)}el(mz+pt).

(4)

Ambele funcții J și K trebuie incluse, deoarece r nu poate nici să dispară, nici să devină inhnit în dielectric. Această ecuație indică prezența

a undelor convergente și divergente ale tuburilor Faraday în dielectric. Dacă curenții din fir sunt în plane prin axa lui z și dacă S este componenta intensității electromotoare de-a lungul lui r, atunci

P = Sf, Q = Sy;

prin urmare, deoarece S este o funcție a lui r, z și t și nu a lui θ, putem scrie

P_dxQ-dX · dx;Q dy '(5)
unde χ este o ecuație de funcție de forma pe care o determinăm
Deoarece P și Q satisfac
d2P d2P' xp + iy2_= ;
avem ■ +■ _ k2x = 0· dx2dy2(6)

Dar dP dQ dR o dx dy dz '
astfel încât prin ecuațiile (5) și (6)

, 2 dR

k2x + ~r = θ· dz

Avem astfel următoarele expresii pentru P, Q, R,

P = - dc Jr) + DK0(ckr)}Xmz+pt\

Q = -́Y2 d{CJo(ckr) + DK0(ckr)}Xmz+pt\ > k2 dy

(7)

R = {CJo(Lkr) + DK0(ckr)}el(mz+pt) ·

Pentru a găsi a, b, c, componentele inducției magnetice, avem da dQdR

dt dzdy

db dRdP

dt dxdz '

dc dPdQ

dt dydx

Din aceste ecuații găsim

(m2 _ k2) d

a = (-----– {C Jo(ikr) + DKo(bkr)}el'(mz+pt\

ipk2 dy

b = - 72k2) 4{CJo(ikr) + DKo(ikr)}ci(mz+pt), '

Eu pk2 dx

c = 0;

astfel inducția magnetică rezultată este egală cu

m2 _ k2 d

-¡^ Tr {CJoW + DKo(lkr)}e-<mz+pt>,

(8)

iar liniile de forță magnetică sunt cercuri cu centrele lor de-a lungul axei lui z și planurile lor în unghi drept față de aceasta.

Acum trecem la considerarea firului. Ecuația diferențială satisfăcută de R în fir este

d2R   d2Rd2R4πμ dR

------1------1----= ------ -- ·

dx2   dy2dz2 σ dt

Transformând această ecuație în coordonate cilindrice, devine, deoarece R este independent de θ,

unde, ca de obicei,

d2R

dr2 +

1 dR r dr

— n2R = 0,

n2 = m2 +

4'πμι,ρ

σ

Deoarece r poate dispărea în fir, soluția acestei ecuații este

R = AJo(Lnr)el(mz+pt),

unde A este o constantă.

Putem deduce expresiile pentru P și Q din R în același mod ca și pentru dielectric și găsim

P = -A d Jo(inr)eL(mz+pt), n2   dx>>

Q = -A 4 Jo(mry(mz+pt\ > n2   dy>

R =   AJo(inr)€i(mz+pti ;

(9)

Si deasemenea

a =

2   2

m – n

Lpn2

d

^–Jo(Lnr)eL(mz+pt').

dy

9

b = - –______– a dj0(Lnr)ei(mz+pt)

V   ZA'JQyblbl)C;

Lpn2 dx

(10)

c - 0.

Inducția magnetică rezultată este la unghi drept cu r și z și este egală

la

22 m – n

Lpn2

d

A r 0

çL(mz+pt)

În conductorul exterior ecuațiile diferențiale sunt de aceeași formă, dar soluția lor va fi exprimată prin funcțiile K și nu prin J, deoarece r poate fi infinit în conductorul exterior. Găsim dacă

n'2 – m2 +

4πμ' L'p

σ'

că în conductorul exterior, E fiind o constantă,

P – --r– E -dK0(Ln,r)eL(mz+pt) ' n02   dx

Q — -™ E -dK0(Ln'r)el(mz+pt); > n0   dy

R — EKo(¿n'r)e¿(mz+pí);

(11)

2   /2 i9

a — m ~ ? E dKo(Ln'r)el(mz+pt);

pn02 dy>>

b — - —La?! E-dKoCn'r^z+P*). > pn02   dx >>

c - 0.

(12)

Inducția magnetică rezultată este egală cu

22 m — n

pn02

d

EK   .

dr

Condițiile la limită la suprafețele de separare ale dielectricului și ale metalelor sunt (1) că intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața de separare este continuă, (2) că forța magnetică paralelă cu

(13)

suprafața este de asemenea continuă. Prin urmare, dacă a, b sunt, respectiv, razele interioare și exterioare ale stratului de dielectric, condiția (1) dă

AJ0(da) = CJ0(acest) + DK0(bka),

EK0(in'b) = CJ0(ikb) + DK0(ikb).

Este dată condiția (2), scriind J(x) pentru dJ0(x)/dx și KO(x) pentru dK0(x)/dx și înlocuind cu m2 — n2, m2 — k2, m2 — n'2 valorile —4πμιρ/σ, p2/V2, respectiv —^πμ'ι,ρ/σ',

— AJ0 (da) = --P- {CJ0 (altul) + DK'O (altul)}, ση   V 2k

Al EK0(in'b) = - Vp2k{CJ0(ikb) + DK0(ikb)}.

σ'η' V2k

Eliminând A și E din ecuațiile (13) și (14), avem

(14)

J0(da) J0(al tău) + J0(da) J0(al tău))

σ V 2kJ

+ D| J'(ina) K0(ica) + , p J0(ina) K(ica) | = 0,

y σπ V2kJ

(4πi p\

C — K0 (in'b) J0 (ikb) + K0 (in'b) J0 (ikb)

\σ n V kj

+ d(K(in'b) K(ikb) +-^~ K0(in'b) K(ikb) A = 0. σ n V 2k

Eliminând C și D din aceste ecuații, el obține

/ 4%i p\

(--J0(ina) J0 (ica) + —— J0(ina) J0(ica)) x

y σn V2k/

(K (in' b) K(ikb) + -^- K0(in' b) K0 (ikbf) γσ^' V2kJ

4^i p\

---J0(ina) K0(ica) + —— J0(ina) K0 (ica)

σn V 2k)

4^i p\

—i—i K0(in'b) J0(ikb) + K0(in'b) J0(ikb)) . (15)

σ n V k/

Această ecuație oferă relația dintre lungimea de undă 2π/m de-a lungul firului și frecvența p/2ff a vibrației. Pentru a simplifica această ecuație,

observăm că ka, kb sunt ambele cantități foarte mici, căci, după cum vom găsi ulterior, k, atunci când undele electrice sunt foarte lungi, este invers proporțional cu lungimea de undă, în timp ce când undele sunt scurte k este mic în comparație cu reciproca lungimii de undă; Prin urmare, putem presupune că atunci când undele transmise de-a lungul cablului sunt lungi în comparație cu razele sale, ka și kb sunt foarte mici. Dar în acest caz avem aproximativ,

J0 (¿ka) = 1,

J (¿ka) = — 2 ¿ka,

2 ani

Ko(¿ka) = jurnal —,

K (¿ka) = - ¿ka,

J0(¿kb) = 1,

J0 (¿kb) = — 2 ¿kb;

2 ani

Ko (íkb) = jurnal ¿¡kb,

K (¿kb>=-

Făcând aceste substituții, ecuația (15) se reduce la

k2

P

4kV

+ 2 k2a log ¿kb)

J0 (nu este)

J0 (nu)

- ■.t+2biog)

K0(¿n0b)

K0 (¿n0b)

P.S

8ffV

un a0n\ ,

ab (b2 - a2)

J0(n)K0 (n0 b)   l

J0(n)K0(n0b)J log(b/a)

Acum, deoarece atât ka cât și kb sunt foarte mici,

k2a2 log ΐκ ;   k2b2 log ~T~

¿kb   ¿ka

vor fi cantități extrem de mici, cu excepția cazului în care a este mult mai mic decât b încât log(2y/¿ka) este comparabil cu 1/k2b2. Acest lucru ar necesita o asemenea disproporție între b și a încât să fie abia realizabilă în practică pe o planetă de dimensiunea pământului; putem deci să scriem ecuația anterioară sub forma

k2

¿p2 Γ µ J0(¿na) V2 |_na J0(¿na)

µ0 K0(¿n0b)

n0b KO (¿n0b)

_ 2 P2 (b2 _ 2) b µ0 J0(¿na) K0(¿n0b) ■

2¿ V2   a na n0b J0 (¿na) K0 (¿n0b) log(b/a)

(16)

unde am pus n2 = 4πµφ/σ, n02 = 4πµ^ρ/σ0. Am arătat în art. 258 că am fost îndreptăţiţi să facem acest lucru atunci când vibraţiile electrice nu sunt atât de rapide încât să fie comparabile ca frecvenţă cu cele ale luminii.

2 V 2

1

Din (16) vedem că k2 este dat de o ecuație de formă

k2 = -   -V2 (ξ - η - 2P(b2 - aW)·(16*)

Remarcăm că pentru toate oscilațiile electrice ale căror lungimi de undă sunt mari în comparație cu razele cablului, p2(b2 – a2)/V2 este o cantitate extrem de mică, deoarece este de ordinul (b2 – a2)/A2, unde A este lungimea undei electrice.

În ecuația (16*) vedem că putem neglija al treilea termen din paranteză atâta timp cât atât ξ cât și η sunt mici în comparație cu 2V2/p2(b2 – a2).

Acum ξ _ μ J0(¿na) na J0' (¿na)

astfel încât valorile mari ale lui ξ apar când na este mic; iar în acest caz, înlocuind valorile aproximative pentru J0 și J0, vedem că

ξ = _ 2μ : ¿n2a2 _ σ _V22σρ b2 - a2 2vpa24ffp2(b2 – a2) V2 a2

Acum, pentru cabluri de dimensiuni practicabile și materiale care transportă oscilații mai lente decât cele ale luminii, 2σρ(b2 – a2)/V2a2 este o cantitate extrem de mică, astfel încât pentru astfel de cazuri ξ este foarte mică în comparație cu 2V2/p2(b2 – a2).

Din nou, μ' K0(¿n'b) n'b K0(¿n'b);

valorile mari ale lui η apar atunci când n'b este mic. Înlocuind valorile aproximative pentru K0, K' vom hnd

OI 27 η = -¿μ log –-

\ ¿n' b

Acesta este foarte mic în comparație cu μ0/n'b și, ca și în cazul precedent, poate fi arătat pentru toate cazurile practicabile ca fiind foarte mic în comparație cu 2V2/p2(b2 – a2). Prin urmare, întrucât atât ξ cât și η sunt mici în comparație cu această cantitate, putem neglija al treilea termen din paranteză din ecuația (16), care se reduce astfel la

μ J0(¿na) μ' K0(¿n'b) na J0 (¿na) n'b K'0(¿n'b)

Vom trece acum la deducerea din această ecuație a vitezei de propagare a oscilațiilor electrice de diferite frecvențe.

,2 = _ ¿P_ k V2

log(b/a) „ (17)

Curenți alternativi lent.

263.] Primul caz pe care îl vom lua în considerare este cel în care frecvența este atât de mică încât na este o cantitate mică. În acest caz, din moment ce avem aproximativ

JO(¿na)/J0 (¿na) = – 2/¿na,

ecuația (17) devine

2 ¿p2 í 2¿μ μ' K0(iп'ЬЦ1

V2 { n2a2 n'b K' (¿n'b) J log(b/a)

(18)

Primul termen din paranteză este foarte mare, pentru că este egal cu 2¿µ/n2a2 și na este mic; al doilea termen din paranteză dispare dacă ь este infinit și chiar dacă ь este atât de mic încât n'b este o cantitate mică, vedem, prin înlocuirea valorilor pentru Ko și KO când variabila este mică, că raportul dintre magnitudinea celui de-al doilea termen din paranteză cu cea a primului este aproximativ egală cu

µ 2 2 i 27

— na log —, 2µ ¿n'b

și astfel, dacă n'b nu este excesiv de mic în comparație cu na, al doilea termen poate fi neglijat.

Prin urmare, deoarece n2 =

4πµιρ/σ, putem scrie (18) sub forma

k2 = _ P ¿σ 1 V2 22va2 log(b/a)'

p2

dar k2 = m2 — —, deci

V2

acea

1

2 P2 L¿σ

m — ---- < I — -- x

V2 { 2vpa2 log (b/a) J '

am văzut totuși că al doilea termen din paranteză este mare în comparație cu unitatea, astfel încât avem aproximativ

2 p ¿σ 1

m —---------------------

V2 2va2 log(b/a)'

Dacă R este rezistența și Γ capacitatea în măsură electromagnetică pe unitatea de lungime a firului, atunci din moment ce

R = σ Γ = 1

va2 ' 2V2 log(b/a) '

avem m2 = — ¿pRT,

sau

m = -{pRT}2 ·! –---=

unde semnul a fost luat astfel încât partea reală a lui ¿m să fie negativă. Motivul pentru aceasta este următorul: dacă m = –a + ¿β, R, intensitatea electromotoare paralelă cu axa firului, va fi exprimată prin termeni de forma

cos(–az + pt) e~^z.

Aceasta reprezintă o vibrație ale cărei faze s-au propagat cu viteza p/a în direcția pozitivă a lui z și care dispare la 1/e din valoarea sa inițială după trecerea pe o distanță 1/β; dacă β ar fi negativ, perturbația ar crește constant pe măsură ce se deplasează de-a lungul firului. Înlocuind valoarea lui a, vedem că viteza de propagare a fazelor este

í 2p 1 2 [Rr/ ;

astfel viteza de propagare este direct proporțională cu rădăcina pătrată a frecvenței și invers proporțională cu rădăcina pătrată a produsului dintre rezistența și capacitatea firului pe unitatea de lungime.

Distanța pe care o parcurge o perturbare înainte de a scădea la 1/e din valoarea sa inițială este, la înlocuirea valorii lui β, văzută a fi

Γ 2 Ì 2. [RTpJ ;

astfel, distanța până la care se deplasează o perturbare este invers proporțională cu rădăcina pătrată a produsului dintre frecvența, rezistența și capacitatea pe unitatea de lungime.

Dacă luăm cazul unui cablu care transmite mesaje telefonice de așa fel încât 2%/p, perioada vibrațiilor electrice, este de 1/100 de secundă, atunci dacă miezul de cupru are 4 milimetri în diametru și raza exterioară. din gutapercha care acoperă de aproximativ 2,5 ori față de miez, R este de aproximativ

1,3 x 10_5 Ohmi, sau în măsură absolută 1,3 x 104. Γ este aproximativ 15 x 10_22. Înlocuind aceste valori cu R și Γ, constatăm că vibrațiile vor călători pe aproximativ 128 de kilometri înainte de a scădea la 1/e din valoarea lor inițială. Viteza de propagare a fazelor este de aproximativ 80.000 de kilometri pe secundă. Dacă luăm un fir telegrafic de fier de 4 mm. în diametru, R este de aproximativ

9,4 x 104; capacitatea unui astfel de fir plasat la 4 metri deasupra solului este declarată de Hagenbach (Wied. Ann. 29. p. 377, 1886) ca fiind de aproximativ 10_22

pe centimetru, deci distanța pe care ar parcurge vibrațiile electrice care fac 100 de vibrații pe secundă înainte de a scădea la 1/e din valoarea lor inițială ar fi {1,3 x 15/9,4} 2, sau de 1,43 ori distanța în cazul precedent: astfel, mesajele de-a lungul firului aerian s-ar deplasa din nou cam la jumătate față de cele de-a lungul cablului, rezistența crescută a firului telegrafic de fier fiind mai mult decât contrabalansată de capacitatea electrostatică mai mică. Deoarece vibrațiile de diferite frecvențe dispar la viteze diferite, un mesaj, cum ar fi un mesaj telefonic, care este alcătuit din vibrații ale căror frecvențe se extind pe o gamă oarecum largă, își va pierde caracterul de îndată ce există o declinare apreciabilă a vibrațiilor. Din această investigație vedem că cu cât înălțimea este mai mică, cu atât vibrațiile vor călători mai departe, astfel încât atunci când o piesă muzicală este transmisă de-a lungul unui fir telefonic, notele înalte suferă cel mai mult.

264.] Vom continua acum să luăm în considerare expresiile când na este mic pentru intensitatea electromotoare și inducția magnetică în fir și dielectric în termeni de curent total care curge prin orice secțiune transversală a firului.

Noi am văzut asta

m = — {pRT}[redacted] Ip= - ;

prin urmare, dacă a = {1pRT}2 ,

putem presupune că curentul prin fir la z este egal cu

Ioe~az cos (—az + pt).

Í un R

Aceasta este egală cu —2·πνάν,

Jo σ

astfel încât în acest caz găsim prin ecuația (9), deoarece J0(mr) poate fi înlocuit cu unitate deoarece nr este mic,

A = ,

π a2

astfel încât prin (9) avem aproximativ

$R = —0\ e\sim az \cos (—az + pt).$

$\pi\ a2$

Astfel, intensitatea electromotoare și, prin urmare, curentul paralel cu z, este distribuită uniform pe secțiunea transversală. Intensitatea electromotoare de-a lungul razei, {P2 + Q2}2, este ușor de găsit prin ecuația (9) ca fiind

Lm σί0 re-az n-az+pt) 2 xa2e:

Înlocuind valoarea lui m și luând partea reală, vedem că este

egal cu I^σΓI σί0_az(, . , x YS sau - o re cos az + pt +, xa2 2xa24

este astfel foarte mic în comparație cu intensitatea de-a lungul axei firului, astfel încât în fir tuburile Faraday sunt aproximativ paralele cu axa firului.

Inducția magnetică în acest caz se reduce aproximativ la

2µ!o

a2

re az cos (—az + pt).

În dielectric, avem prin ecuațiile (7), (13) și (14), presupunând că kr este mic,

R = —- I0 Z1 — 2V2Γ log — O e~az cos (—az + pt), xa2 Ia J

întrucât din (13) și (14) D = 2ΓV2A.

Intensitatea electromotoare de-a lungul razei, {P2 + Q2} 1, este egală cu

2 V2{ xa2 Γ /ρσ}72 —- - I0e~az cos (—az + pt —- Y xa2 r \4/

În acest caz, intensitatea electromotoare radială este foarte mare în comparație cu intensitatea tangenţială, astfel încât în dielectric tuburile Faraday sunt aproximativ în unghi drept cu firul.

Inducția magnetică rezultată este egală cu

2I0 —az íi \

— e cos (—az + pt).

r

265.] Interpretarea lui (17) este ușoară când na este foarte mic, deoarece în acest caz primul termen din paranteză este foarte mare în comparație cu al doilea; pe măsură ce na crește, discuția despre ecuație devine mai dificilă, deoarece al doilea termen din paranteză devine comparabil cu primul. Va facilita discutarea ecuației dacă luăm în considerare mersul funcției ¿naJ0(¿na)/J'0(t/na). Poate cel mai simplu mod de a face

aceasta este pentru a extinde funcția xJ0(x)/J((x) în puteri ale lui x. Deoarece J0(x) este o funcție Bessel de ordin zero, avem

J0 (x) + J'o (x) + Jo(x) = 0;

astfel încât

xJ0(x)   i xJq(x)

J' (x)   J' (x)

d

= -1 - x , log J1(x); dx

întrucât J0(x) = — J1(x), J1(x) fiind funcţia lui Bessel de ordinul întâi. Fie 0, x1, x2, x3 ... rădăcinile pozitive ale ecuației

apoi

J1 (x) = x 1

J1 (x) = 0,

2 \ /   2 \ /2

/y·*·' \   //y·" \//y·^

xxx

2   II 12I I 12

x1   x2x3

astfel încât

dxlog J

x2 *1 1

2x   2x

x2\   /,.2

xx

- –2 x21 –2

22   2

x1   x2

1

X

prin urmare

d

log J1(x) = 1 dx

2x2

x2 x1

x2

1 +   2

x1

x4

– + ...

x1

2x2   x2x4 *
2   1 + T2+ . .0+
x2   x2x2

+

21

= 1 - 2x4-2

2

x1

1

x2

1

+ 2'. . .

x3

+

1

,γ>4 x2

— 2x4 f — + x1

+

1

— +... eu —....

x3

Astfel, dacă Sn reprezintă suma reciprocelor puterilor a n-a ale lui

rădăcinile ecuației

J1(x)/x = 0,

avem

xJ (x)

J(0 (x)

2 + 2S2 x2 + 2S4x4 + 2Sex6 + ...

265.]

UNDE ELECTRICE ȘI OSCILAȚII.

271

Acum, ecuația J1(x)/x = 0, atunci când este extinsă în puterile lui x, este,

x6

2 4

xx

1 _ 2?4 + 2.4.4.6 _ 2.4.4.6 . 6 . 8 + ■ ■ ■ = 0·

Prin urmare, dacă calculăm S2, S4, S6 etc. prin regula lui Newton, noi hnd

1

8'

S2 =

S4

_______ s =___________

12x16 '   612x162 '

1

S8 =

s

12x15x162' 10

13

15 x 164'

9 x

prin urmare

xx   xxx xx

__0K >   2 ■____I_____I_____I_______I_________

J0 (x)   4961536230404423680

astfel încât

J0(¿na)   n2 a2n4a4n6a6n8a813n10a10

J0 (¿na)   4961536230404423680'

iar din moment ce n2 = 4pm/s aproximativ, avem

J0(¿na)   1 ,2/\21 /12 /

¿na-------- = —2------(4ffnpa2/σ)2 4----— (4ff/pa27)4 ...

J0 (¿na)   96 14 1 723040v 1 '

|4(4p/pH2/s) - 1536(4^/Pa2/73

13   , .2 / \5 I

I —--------(4ffnpa2/σ)5 ... > .

4423680

(19)

Valorile lui ¿na J0(¿na)/J¿(¿na) pentru câteva valori ale lui T///av/σ sunt date în următorul tabel:

4pmH2/s	¿na J0 (¿na) /J¿ (¿na)
.5	-2{1.001 1.062¿g
1	-2{1.005 T .125¿g
1,5	-2{1,012T .186¿g
2	-2{1,021 1,25¿g
2,5	-2{1,032 T .31¿g
3	-2{1,045 T .37¿g

Din acest tabel vedem că chiar și atunci când 4%/pa2/σ este la fel de mare ca unitatea, putem totuși, ca o aproximare, să punem

¿na J0 (¿na) /J¿ (¿na)

egal cu –2, iar k2 va continua să fie dat de (18).

266.] Trebuie să luăm în considerare acum valorile relative ale termenilor din paranteză din (18) când na este comparabil cu unitatea. În cazul firelor telegrafice aeriene, este de imaginat că pot exista cazuri în care, deși na nu este mare, n'b poate fi așa; dar când acesta este cazul avem prin art. 261 K0(¿n'b) = –lK'0 (¿n'b),

astfel încât, deoarece n'b este foarte mare, al doilea termen din paranteză din ecuația (18) va fi mic în comparație cu primul, prin urmare avem

k2 = _ P ¿σ   1

V2 2 va2 log(b/a)'

care este aceeași valoare ca la art. 263.

În toate cablurile telegrafice în care conductorul extern este apă și în toate firele telegrafice, cu excepția celor foarte înalte, unde conductorul extern este pământ umed, valoarea lui σ' va depăși atât de mult pe cea a lui σ încât, dacă b nu este de o mie de ori mai mare ca a, n'b va fi foarte mic dacă valoarea lui na este comparabilă cu unitatea. În acest caz însă prin art. 261,

Ko (n'b)

K0 (n'b)

– ¿n'b log

27

¿n'b'

astfel încât ecuația (18) devine

k2

P2 í 2p + 'l 2^ 1

V2 (n2a2   °g ¿n'b J log(b/a)

Deoarece n'b este foarte mic, în timp ce na este comparabil cu unitatea, al doilea termen din paranteze va fi foarte mare în comparație cu primul, prin urmare,

ecuația poate fi scrisă

= P 1   27P'

k   V2 og ¿n'b log(b/a);

2   P2 fi,i 27 P'ì

sau   mr J 1 + log TT ï—i.Í ·

V2   ¿n'b log(b/a)

(20)

Astfel aproximativ

iar din moment ce

m2

2 _ P\   27P'

m   V2 log ¿n'b log(b/a) '

n'2 = 4πρ7/σ',

2 f   /2A /

1   P2 Lσ'72¿πp'

-— < log-------+----?---------

2   V7p^b2P2 J log(b/a)'

deci avem aproximativ

8 ', σ'72 9 1

í I µ' log , .2 I (

_ 1 pi   µ‰2ρ I í 1 + π

m   p2 V Ilog(b/a)í [¿4 log(a'y2/µ'πI.>2ρ)

1

unde semnul plus a fost luat astfel încât partea reală a lui ¿m să fie negativă. Această ecuație corespunde unei vibrații ale cărei faze se propagă cu viteza

1

2

VJ -----ьк- /--------- I

[µ' log(a'y2/µ' nb2 p) J

log(b2/a2)

și care se estompează la 1/e din valoarea sa inițială după trecerea pe o distanță

4 V   1

-     {log(b2/a2) x log(A2/Ab2p)}2.

π ρµ' 2

Acest caz prezintă multe particularități izbitoare. În primul rând, vedem că, în ordinea noastră de aproximare, atât viteza de propagare a fazelor, cât și rata de decădere a vibrațiilor sunt independente de rezistența firului. Aceste mărimi depind oarecum de rezistența conductorului extern, dar doar într-o măsură relativ mică chiar și de aceasta, deoarece σ' intră în expresiile lor doar ca logaritm. Viteza de propagare a fazelor variază doar lent cu frecvența, deoarece p apare doar în exprimarea sa ca logaritm. Rata de dezintegrare, adică partea reală a lui ¿m, este proporțională cu frecvența și, prin urmare, variază mai rapid cu această cantitate decât atunci când na este mică, deoarece în acest caz rata de dezintegrare este proporțională cu rădăcina pătrată a frecvenței (Art. 263). Din investigația anterioară vedem că pentru trimiterea perturbațiilor periodice de-a lungul unui cablu, frecvența fiind de natură să facă din n0b o cantitate foarte mică, nu obținem niciun avantaj apreciabil făcând nucleul unui conductor bun ca cuprul mai degrabă decât al unuia inferior. unul ca fierul, cu excepția cazului în care condițiile sunt de așa natură încât să facă na mic în comparație cu unitatea. Vedem de asemenea că distanța până la care se deplasează perturbația înainte de a scădea la 1/e din valoarea sa inițială crește odată cu rezistența conductorului extern. Vom arăta într-un articol următor că căldura produsă pe secundă în conductorul extern este foarte mare în comparație cu cea produsă în

același timp în fir, astfel disiparea energiei este controlată de conductorul extern și nu de fir.

Rezultatele precedente vor continua adevărate atâta timp cât n'b este mic, chiar dacă frecvența vibrațiilor electrice devine atât de mare încât na/μ este o cantitate foarte mare; căci când na este mare avem prin art. 261,

J0 (¿na) = — ¿J0 (¿na),

astfel încât ecuația (16) devine

k2

p2 í μ 0. 2y Ί 1

V2 { na   °g ¿n'b J log(b/a)

Deoarece na/μ este mare și n'b mic, al doilea termen din paranteză este mare în comparație cu primul, astfel încât obținem aceeași valoare a lui k2 ca cea dată de ecuația (20).

267.] Următorul caz pe care trebuie să-l luăm în considerare este acela în care atât na cât și n'b sunt foarte mari; când acesta este cazul știm prin art. 261 că

J0 (¿na) = — ¿J0(¿na), KO (¿n'b) = ¿K0(¿n'b).

Făcând aceste substituții, ecuația (17) devine

sau

m2

k2

pLî μ

V2 { na

1

log(b/a) '

(22)

p2 í 1 + / μ + μ^   1 Ì

V2 { \na n'b) log(b/a) j

aproximativ. Deoarece al doilea termen din paranteză este mic în comparație cu unitatea, extragând rădăcina pătrată avem,

1 l°g (b/a)

(23)

Aceasta reprezintă o vibrație care se deplasează aproximativ cu viteza V și dispare la 1/e din valoarea sa inițială după parcurgerea unei distanțe.

4VΠ {^ +   }”

Deoarece partea imaginară a lui m este mică în comparație cu partea reală, vibrația va călători pe mai multe lungimi de undă înainte ca amplitudinea sa să fie redusă în mod apreciabil. Din expresia pentru rata de dezintegrare în acest caz

vedem că atunci când firul este înconjurat de un conductor mult mai rău decât el însuși, așa cum este practic întotdeauna cazul cablurilor, distanța până la care vor parcurge aceste oscilații foarte rapide va fi guvernată în principal de conductorul exterior și va fi aproape independentă. a rezistenței și permeabilității firului; Prin urmare, în acest caz, nici un avantaj apreciabil nu ar fi obținut prin utilizarea unui material bun conducător, dar scump, cum ar fi cuprul, pentru sârmă. În firele aeriene, dezintegrarea va fi guvernată mai degrabă de conductivitatea pământului decât de cea a firului, cu excepția cazului în care înălțimea firului deasupra solului, pe care putem considera că este comparabilă cu b, este atât de mare încât //σ' b2 nu este mare în comparație cu μσ/a2.

Experimentele care confirmă concluzia foarte importantă că aceste oscilații rapide se deplasează cu viteza V, adică cu viteza luminii prin dielectric, vor fi descrise în capitolul următor.

268.] Întrucât curenții alternativi rapid sunt acum folosiți pe scară largă, va fi util să se determine componentele intensității electromotoare atât în fir cât și în dielectric în termeni de curent total care trece prin fir. Fie acest curent în punctul z și timpul t să fie reprezentat de partea reală a lui I0el(mz+ptt. Integrala de linie a forței magnetice luate în jurul oricărui circuit este egală cu 4v ori curentul prin acel circuit. Acum prin ecuația (10)) forța magnetică la suprafața firului este

—AJO (¿naW(mz+pt). ση

Deoarece integrala de linie a acestei runde suprafața firului este egală cu 4vI0   avem

.   ι,σηI0

A =----------. .

2va J0 (¿na)

Înlocuind această valoare pentru A în ecuația (9), o găsim în fir

R = " 2va J0(¿na) Jo(¿nr) ;

unde trebuie luată partea reală a expresiei din partea dreaptă.

Când na și nr sunt foarte mari, avem prin art. 261

^na ¿nr

J0(¿na) = м------; Jo(¿nr) = м--------;

V 2vna V2vnr

(24)

înlocuind aceste valori în (24), găsim

Unde

1 !

r = Γ μρσΛ 2 7θ6_{2πμρ/σ}2 (a_r) /ϕ)

eu -ar J

1 –

φ = mz + pt – (2–μρ/σ)2 (a – r) + –.

(25)

În mod similar, găsim prin ecuația (9) că intensitatea electromotoare radială (P2 + Q2)1 este dată de ecuația

{P2 + Q2}2 = - - σI° 6~{2πρρ/σ}2(ar) fără (ϕ - -Y (26)

V 2-var \4/

Forța magnetică rezultată este prin ecuația (10) egală cu

ar cos (φ - -\ ar

Deoarece toate aceste expresii conțin factorul 6-(2πρρ/σ)2 (a_r), vedem că mărimile intensității electromotoare și ale forței magnetice trebuie, deoarece na–și deci (2-μρ/σ)1 a– este prin ipoteză foarte mare, se diminuează foarte rapid pe măsură ce distanța de la suprafața firului crește. Valorile maxime ale acestor mărimi la distanța (σ/2-μρ)2 de suprafață sunt doar 1/e din valorile lor la limită și se

diminuează în progresie geometrică pe măsură ce distanța de la suprafață crește în progresie aritmetică . Astfel, curenții și forțele magnetice sunt, ca în art. 258, practic limitat la o piele pe exteriorul firului. Am luat $(\sigma/2\text{-}\mu\rho)1$ ca măsură a grosimii acestei „piei”. Pentru curenții care fac 100 de vibrații pe secundă, pielea pentru fierul moale având o permeabilitate magnetică de 1000 este de aproximativ o jumătate de milimetru grosime, pentru cupru este de aproximativ treisprezece ori mai mare. Pentru curenții care produc un milion de vibrații pe secundă, cum ar fi cei care pot fi produși prin descărcarea borcanelor Leyden, grosimea pielii pentru fier moale - deoarece știm că această substanță își păstrează proprietățile magnetice chiar și în aceste câmpuri magnetice alternante foarte rapid (JJ Thomson, Phil. Mag. Nov. 1891, p. 460) – este de aproximativ 1/200 de milimetru, pentru cupru este de aproximativ 1/15 de milimetru. În aceste cazuri există o concentrație enormă a curentului și, din moment ce curenții produși de descărcarea unui borcan Leyden, deși durează doar o perioadă scurtă de timp, sunt foarte intensi cât durează, starea straturilor exterioare ale firelor în timp ce durează. scurgerea este care trece prin ele este foarte interesant, ca

ei transmit curenți cu o densitate enorm mai mare decât ar fi suficient pentru a le topi dacă curenții ar fi permanenți în loc de tranzitori.

Această concentrare a curentului, sau „reglare”, așa cum este numită uneori, produce o creștere mare a rezistenței aparente a firului, deoarece reduce atât de mult aria disponibilă pentru trecerea curentului. Dacă în ecuația (25) punem $r = a$, obținem valoarea maximă a $R = (\mu\rho\sigma/ffa2)\ 2$ x (valoarea maximă a curentului prin fir), astfel putem privi $(\mu\rho\sigma/\pi\alpha 2)\ 1$ ca fiind rezistența aparentă pe unitatea de lungime a firului la acești curenți alternativi. Această rezistență crește independent cu rata de alternanță a curentului; vedem, de asemenea, că este invers proporțională cu circumferința firului și nu cu suprafața ca pentru curenții continui. La asta ar trebui să ne așteptăm, deoarece curenții sunt concentrați în regiunea circumferinței. Rezistența firului solid la acești curenți alternativi este aceeași cu cea a curenților continui ai unui tub din același material, exteriorul tubului coincizând cu exteriorul firului, iar grosimea tubului fiind de 1±/2 ori. grosimea pielii.

Prin compararea ecuațiilor (25) și (26) vedem că intensitatea electromotoare paralelă cu axa firului este foarte mare în comparație cu intensitatea electromotoare radială din fir, astfel încât în fir tuburile Faraday sunt aproximativ paralele cu axa acestuia. .

269.] Să luăm acum în considerare expresiile pentru intensitățile electromotoare și forța magnetică în dielectric; găsim prin ecuațiile (8) și (24), presupunând ka și kb mici, na, n0b mari,

$$D = 2lV\ 2k2Io/p.$$

Prin urmare, folosind (22), avem în dielectric când kr este mic,

1 μρ^χ 2

πη2 /

Unde

1

μρ^\ 2

πη2 /

/   / 41

μ'ρσ' \ 0.

ffb2 /

.   π

φ = mz + pt —,

buștean r/a buștean b/a

io cos φ,

+

în timp ce intensitatea electromotoare radială este

2VIo

r

cos (mz + pt),

și forța magnetică rezultată

—0 cos (mz + pt). r

Observăm că valoarea maximă a intensității electromotoare radiale este foarte mare în comparație cu cea a tangențialului, astfel că în dielectric tuburile Faraday sunt aproximativ radiale. Elanul datorat acestor tuburi este, prin art. 12, în unghi drept atât cu tuburile cât și cu forța magnetică, astfel încât în dielectric să fie paralel cu axa firului, în timp ce în firul propriu-zis este radial. Astfel, pentru acești curenți alternativi rapid, impulsul din dielectric urmează firul. Polarizarea radială în dielectric este K/4- ori intensitatea electromotoare radială, iar din moment ce

K = 1/V2;

este egal cu

Io

2-Vr

cos (mz + pt).

Dacă tuburile Faraday din dielectric se mișcă cu viteza V în unghi drept cu lungimea lor, adică paralel cu firul, forța magnetică datorată acestor tuburi în mișcare este, conform art. 9, în unghi drept atât față de direcția de mișcare, adică față de axa firului, cât și față de direcția tuburilor, adică față de rază, iar mărimea forței magnetice fiind, prin (4), art. 9, 4-V ori polarizarea, este

—0 cos (mz + pt) ; r

care este expresia pe care am găsit-o deja. Prin urmare, putem considera forța magnetică în câmp ca fiind datorată mișcării prin acesta a tuburilor Faraday radiale, acestea mișcându-se paralel cu firul cu viteza cu care perturbațiile electromagnetice sunt propagate prin dielectric.

În conductorul exterior când n'r este mare

unde 1 R = -Io\ ^PM 2 6-(2πμ/ρ/σ/)2 (rb) cos φ', -br φ' = mz + pt — (2-μ'ρ/σ')2 + — .

Intensitatea electromotoare radială este

— £ 1 (rb) cos (φ' + -

2— V д/br '4

Forța magnetică rezultată este perpendiculară pe r și egală cu

-PL , 2^'p''' 2 (rb) cos (φ' - -

\br V 4

Din aceste ecuații vedem că dacă ρσ' nu este comparabil cu V2, intensitatea electromotoare tangenţială va fi mare în comparaţie cu radiala.

Transmiterea tulburărilor arbitrare de-a lungul cablurilor.

270.] Deoarece vibrațiile cu perioade diferite călătoresc cu viteze diferite, nu putem, fără investigații suplimentare, să stabilim viteza la care o perturbare arbitrară comunicată unei porțiuni limitate a firului se va deplasa de-a lungul acesteia. Pentru a deduce o expresie

care ar reprezenta complet modul în care se propagă o perturbare arbitrară, ar trebui să folosim relația generală dintre m și p dată de ecuația (18). Această relație este totuși prea complicată pentru a permite realizarea integrărilor necesare. Complicația apare din vibrațiile ale căror frecvențe sunt atât de mari încât 2v//pa2 σ nu mai este o cantitate mică; astfel de vibrații dispar totuși mai repede decât cele mai lente, astfel încât atunci când distanța de la originea perturbării este considerabilă, acestea din urmă sunt singurele vibrații ale căror efecte se simt. Pentru astfel de vibrații, avem prin art. 263

2

m2 ¿P = _ RT '

De aici un termen în expresia pentru R de forma

F (a) e~ mt cos m(z — a),

unde a este orice constantă și F (a) denotă o funcție arbitrară a lui a, va îndeplini condițiile electrice. Cu toate acestea, prin teorema lui Fourier,

F (a) e Rr t cos m(z — a) dm da,

(27)

este egală cu F(z) când t = 0. Prin urmare, această integrală, deoarece satisface ecuațiile câmpului electric, va fi expresia perturbației pe fir la z la momentul t al perturbării, care este egală cu F(z) când t = 0. Când perturbația este inițial limitată la un spațiu apropiat de origine, F (a) dispare cu excepția cazului în care a este foarte mic; expresia (27) devine în acest caz

_ t   1

e Rr cos mz dm,

(28)

Unde

De cand

«2

vedem prin (28) că perturbarea la momentul t și locul z va fi egală cu

F{ffRr/t} 1 6-z2Rr/4t2.   (29)

Astfel, la un punct dat de pe fir perturbația va varia ca

1   _c

-----------------------------------6 tp ' unde c este o constantă. Creșterea și scăderea perturbației cu timpul este reprezentată în Fig. 108, unde ordonatele reprezintă intensitatea perturbării și abscisele timpul. Se va observa că perturbarea rămâne foarte mică până când t se apropie de c/4, când începe să crească cu mare rapiditate, atingând valoarea maximă când t = 2c; când t este mai mare decât aceasta perturbația se diminuează, dar dispare de la valoarea sa maximă mult mai lent decât s-a apropiat de ea.

Fig. 108.

Deoarece perturbarea crește brusc la valoarea sa maximă, putem numi cu dreptate T, timpul care se scurge înainte ca această valoare să fie atinsă într-un punct dat, timpul necesar perturbării pentru a călători în acel punct. Vedem din (29) că

T = 1 z2Rr.   (30)

Astfel, timpul necesar perturbării pentru a parcurge o distanță z este proporțional cu z2, este de asemenea proporțional cu produsul rezistenței și capacității pe unitatea de lungime.

Împărțind z la T obținem așa-numita „viteză a curentului de-a lungul firului”; aceasta prin (30) este egală cu

2

zRT '

(31)

Astfel, viteza variază invers ca lungimea cablului, iar pentru lungimi scurte poate fi foarte mare. Formula anterioară ar indica de fapt, cu excepția cazului în care z ar fi mai mare decât 2/VRT, o viteză de propagare mai mare decât V. Totuși, acest lucru este imposibil, iar eroarea provine din folosirea ecuației ¿p = —m2/RT în loc de cea exactă. ecuația (18). Prin ecuația noastră aproximativă, vibrațiile de frecvență inhnită se deplasează cu viteza inhnită, în realitate am văzut (Art. 267) că se deplasează cu viteza V . Aceste vibrații foarte rapide, totuși, dispar foarte repede, iar când ajungem la o distanță egală cu un mic multiplu de 2/VRT practic vor fi dispărut, iar la astfel de distanțe putem avea încredere în expresiile (31).

S-au făcut un număr considerabil de experimente privind timpul necesar transmiterii mesajelor atât pe cablurile aeriene, cât și pe cele submarine; rezultatele unora dintre acestea, realizate pe fire

telegrafice aeriene de fier de 4 mm. în diametru, sunt date în tabelul însoțitor luat dintr-o lucrare de Ha-genbach (Wied. Ann. 29. p. 377):—

Observator.	Lungimea liniei în kilometri. Timpul necesar pentru a parcurge mesajul (T.)1020T/(pătrat al lungimii liniei în centimetri).
Fizeau si Gonnelle	314.003085313
Walker	885.02943376
Mitchel	977.02128223
Gould și Walker.	1681.07255257
Guillemin	1004.028278
Plantamour și Hirsch	132.6.008955090
Lowy și Stephan.	863,024322
Albrecht	1230.059390
Hagenbach	284.8.00176217

Hagenbach a demonstrat prin experimente cu linii de diferite lungimi că timpul necesar unui mesaj pentru a călători de-a lungul unei linii era proporțional cu pătratul lungimii liniei.

Dacă aplicăm formula

T = 1 z2RT

la experimentul lui Hagenbach din tabelul de mai sus, unde

ζ = 284,8 x IO5, R = 9,4 x 104,

și (prin estimare) Γ = 10_22,

găsim T = .0038, în timp ce Hagenbach a găsit .0017. Acordul nu este bun, dar trebuie să ne amintim că, cu instrumente de recepție delicate, va fi posibilă detectarea perturbației înainte ca aceasta să atingă valoarea maximă, astfel încât să ne așteptăm ca timpul observat să fie mai mic decât cel la care efectul este maxim. . În experimentul lui Hagenbach, linia era de aproximativ 4 ori lungimea care, conform formulei, ar fi făcut ca perturbația să se deplaseze cu viteza luminii, astfel încât ar părea să fi fost suficient de lungă pentru a justifica aplicarea unei formule care presupune că undele mai scurte ar fi devenit atât de reduse în amplitudine încât efectele lor ar putea fi neglijate.

Când firul are lungimea l, știm prin teorema lui Fourier că orice perturbație inițială R poate fi reprezentată prin ecuație

R=

' . . πζ π πζ\

A1 sin ——+ B1 cos — J +

' . . 2πζ 2πζ \

A2 sin —i--+ B2 cos — J

/   3πζ3πζ\

+   sin —i--+ B3 cos — J + ...

De cand

bp = —m2/RT,

valoarea lui R după ce a trecut un timp t va fi reprezentată prin ecuație

_ / 4 · πζ π   πζ \ _ _L_

R = țAi sin — + Bi cos — j < ' Rr

/ . 2πζ2πζ \ _ 4π2 t

+ (A2 sin —----+ B2 cos —j— je i2 Rr + ...

/ . $πζ   βπζ \ _ · ■' t

... (. b sin ——+ Bs co^   jeRr + ...

Pentru o discuție completă despre transmiterea semnalelor de-a lungul cablurilor, cititorul este trimis la o serie de lucrări scrise de Lord Kelvin la începutul Vol. II din lucrările sale adunate.

Relația dintre intensitatea electromotoare externă și curent.

271.] Până acum am considerat doar intensitatea electromotoare totală și nu am considerat-o ca fiind alcătuită din două părți, una din cauze externe și cealaltă din cauza inducției curentului alternativ în conductori și dielectric. Pentru anumite scopuri, totuși, este convenabil să se separe intensitatea electromotoare în aceste două părți și să se stabilească relația dintre curenți și intensitatea electromotoare externă care acționează asupra sistemului.

Putem considera în mod convenabil intensitatea electromotoare externă ca provenind dintr-un potențial electrostatic φ care satisface ecuația ν2φ = 0. Presupunem că, ca și în investigația precedentă, toate variabilele conțin factorul 6¿(mz+pí). Deoarece φ variază ca e¿mz, ecuația V2ϕ = 0 este echivalentă cu

Φ2ϕ 1 άφ 2Ж η 77T + _ T' _ m φ = 0· dr2 r dr

Soluția la aceasta este, în fir

φ = LJo(¿mr) r 'm-+p ,

în dielectric

φ = {MJo(imr) + NKo(cmr)} el(mz+pt\

în conductorul exterior

φ = SKo(Lmr) el(mz+pt).

Dacă, ca și mai înainte, a și b sunt razele limitelor interne și externe ale dielectricului, avem, deoarece φ este continuă,

LJ0(¿ma) = MJ0(ima) + NK0(ima), SK0(¿mb) = MJ0(tmb) + NK0(imb).

Excesul intensității electromotoare normale datorat potențialului electrostatic din dielectric față de cel din fir este egal cu

¿m{LJ0(ima) - (MJ0(ima) + NK'O(¿ma))} C(mz+pt)·, înlocuind valoarea pentru L — M în termeni de N din ecuația precedentă, aceasta devine

N

n//—

J0(¿ma

r { J0(¿ma) K0(¿ma) — J0(¿ma) K0(¿ma)}.

Acum J0 (¿ma) K0(¿ma) — J0(¿ma) K0 (¿ma) =, ¿ma
fiindcă u = J0 (x)K0(x) — J0(x)K0 (x),
atunci du = J0(x)K0(x) - J0(x)K0(x), dx
dar J0(x) + - J0 (x) - Jû(x) = o, x Kq(x) + -Kq (x) - K(x) = 0; X

înlocuind valorile lui Jq(x), K0(x) din aceste ecuații, avem hnd

du 1

= _ _ J (x)K0(x) - J0(z)K' (x)g dx x

u

C u = —,

X

X'

prin urmare

unde C este o constantă. Înlocuind de la art. 261 valorile pentru J0(x),

Jq(x), K0(x), KO(x) când x este foarte mic, constatăm că C este egal cu unitatea.

Astfel, când r = a, intensitatea electromotoare normală datorată potențialului electrostatic din dielectric o depășește pe cea din fir cu

____N____ ^dmz+pt)

aJ0(¿ma)

În mod similar, putem arăta că atunci când r = b electromotorul normal

intensitatea în dielectric o depășește pe cea în conductorul exterior prin

______M   ^(mz+pt)

bK0(¿mb)

Acum intensitățile electromotoare care decurg din inducerea curenților sunt continue, astfel încât discontinuitatea în intensitatea normală totală trebuie să fie egală cu discontinuitatea componentelor care decurg din potențialul electrostatic. Prin ecuațiile (7), (9), (14) intensitatea normală totală a dielectricului la suprafața de separare o depășește pe cea a firului cu

deci avem

m A—J0 (¿na) < n   Í n2 - m21Ì i.(mz+pt) [µ(№ - m2) f6;

N aJ0(¿ma)

A—J (nu)

2   2

n — m

µ(&2 — m2)

(32)

În mod similar
e   K0 (/n'b) f- 11 n'{µ'(κ2 — m2)JM(33)
bK0(/mb)

Prin ecuațiile (10) și (12)

2   2

2~an ~ m AJ0 (tna)   ,

Domnul

22

2лЬn ~ m EK0 (/n'b) el(mz+ptt

dimineaţă

sunt, respectiv, linia integrală a forței magnetice în jurul circumferinței firului și circumferinței interioare a conductorului exterior, deci sunt, respectiv, de 4π ori curentul prin fir și de 4π ori curentul prin fir plus cel prin cablu. dielectric. Cu excepția cazului în care raza conductorului exterior este enorm mai mare decât cea a firului, curentul prin fir este inhinit în comparație cu cel prin dielectric: pentru că intensitatea electromotoare R este de același ordin în fir și în dielectric; densitatea de curent în fir este R/σ, cea în dielectric (K/4%)dR/dt, sau K/pR/4%, sau ¿pR/4ffV2. Acum pentru metale σ este de ordinul 104; și din moment ce V2 este 9 x 1020, vedem că, chiar dacă există un milion de alternanțe pe secundă, intensitatea curentului din fir cu cea din dielectric este aproximativ la fel ca 2 x 1011 este la unitate; astfel, cu excepția cazului în care zona prin care circulă curenții de polarizare o depășește pe cea prin care circulă curenții de conducție într-un raport care este impracticabil în experimentele reale, putem neglija curenții de polarizare în comparație cu cei de conducție, astfel încât

a   ' AJ00(/na) = b(n'2 ~ m2) EK'(/n'b).(34)

μη   μ'η'

Revenind la ecuațiile (32) și (33), observăm că

(m2 — η2)/μ(^2 — m2),

care este egal cu   fa/i2/σρ,

este foarte mare când σρ este mic în comparație cu V2. Acum σ pentru metale este de ordinul 104, iar V2 este egal cu 9 x 1020; astfel încât dacă p este cel puțin de ordinul 1016, adică dacă vibrațiile sunt la fel de rapide ca cele ale luminii, (m2 — n2)^(m2 — k2) este extrem de mare. Chiar și atunci când conductivitatea nu este mai bună decât cea a apei de mare, unde σ poate fi considerat ca fiind din

comanda 1010, această cantitate va fi foarte mare dacă nu există mai mult de o mie de milioane de vibrații pe secundă. Prin urmare, în ecuațiile (32) și (33) putem neglija cei doi termeni din parantezele din partea stângă,

și scrieți m (n2 – m2) fN9 np(k2 – m2)aJo(¿ma)1(35) Em (no2 - m2)(,_M( ) nu ^°(k2 – m2) obKo(¿mb) 'J

deci prin (34), avem

N M

Jo(¿ma) Ko(¿mb)

(36)

Fie E intensitatea electromotoare externă paralelă cu axa firului de la suprafața sa, atunci

E = – ¿m{M Jo(¿ma) + NKo(¿ma)}el(mz+pt\

sau prin ecuație (36)

= – ¿mN{Ko(¿ma) - Ko(¿mb)}e¿(mz+pí).

Întrucât atât ma cât și mb sunt foarte mici, avem aproximativ prin art. 261,

2a 2a

Ko (¿ma) = jurnal-----, Ko (¿mb) = jurnal –-,

¿ma ¿mb

deci avem

E = –¿mN log(b/a)e¿(mz+pí),

sau prin ecuația (35), deoarece Jo(¿ma) = 1,

2 22

E = _ ¿m^ n - m jo (¿na) log(b/a)Aei(mz+pi).

np(k2 – m2)

Dar prin art. 263 avem, dacă Ioe¿(mz+pí) este curentul total prin fir,

T 2^a¿.

Io = ----AJo (¿na),

ση

prin urmare, din moment ce

η2 – m2 = 4πμιρ/σ, m2 – k2 = p2/V2,

E = 2¿pm2 log(b/a) · /,A m"p/ · p2

V2

Dar prin ecuația (18)

2 P2 ii 1 íησJ0(¿na)π'σ'Ko(¿n'b)\1 Ί

m V2 f4πρ \ aJ'o (¿na)bKO (¿n'b) Jlog b/aj'

prin urmare

b1

E = 2¿p\ log--–

da 4πρ

De la Jo(na) la JQ(na)

η'σ' KO(¿n'b)\ Ί I pmz+pt) b ko(¿n'b) / J

(37)

272.] Acum, ca și în art. 263, când atât na cât și n'b sunt mici, ultimul termen din paranteză va fi mic în comparație cu ceilalți; astfel încât să putem scrie ecuația (37) sub forma

,, sau Í, b 1 nσJo(¿na)Ί

= ¿P\og la 4πρ la JO (¿na)]

unde I este curentul total prin fir și este egal cu

Ioe¿(mz+pt)

Din expresiile pentru ¿naJO(¿na)/J'o(¿na) date în art. 265, vedem că putem scrie această ecuație

E = 2¿p (log b + 2 σ 2 [1 + 1il-//pa2 σ)2

a 2wp;v L 12 x 16

- 12 x 15 x 162 4"'pa ' 4 + · · ·+ ¿ (8 '

1 13MÌ

- 2 -6. + 9 x !5 x 164■ ■■ ' + · · ·)/ 1

13 ff4p5p4a8   Ì T

+----------' '-----·· AI

8640 σ4   Í

1 ff4p4p4a8   fi

b 1   1 ff2p3p2a4

sau E = ¿^21og - + 5д - 48 σ

σ L 1 π2ρ2ρ2 a4

+ %a2 Ì +12   σ2

(38)

4

Putem scrie asta ca

sau de când

la fel de

E = PzpI + QI,

(39)

dl

'pI = dt· dI

E=P dt+QI·

b

A

Dacă L este coeficientul de autoinducție și R este rezistența unui circuit prin care trece un curent I, avem

dI forță electromotoare externă = L——+ RI.

dt

Prin analogia acestei ecuații cu (39) putem calcula P auto-inducția și Q rezistența cablului pe unitate de lungime pentru acești curenți

alternativi. Q a fost numită „impedanța” unității de lungime a circuitului de către domnul Heaviside, iar acest termen este preferabil rezistenței, deoarece permite ca aceasta din urmă să fie utilizată exclusiv pentru curenți continui.

Comparând (39) cu (38), vedem că

P = 2 log--+ - μ — -— (μ p2ff2a4/σ2) +-— (μ p4ff4a8/σ4) — ... , I

6 a 2   48^ P 1'86401' I (40)

σ f 1   1li

Q = —x < 1 +---(μ p2π2a4/σ2)-----(μ ρ4π4α8/σ4) + ... > . eu

Aceste rezultate sunt aceleași cu cele date în ecuația (18), art. 690, a lui Maxwell Electricitate și Magnetism, cu excepția faptului că μ este pus egal cu unitatea în acea ecuație și în ea se scrie A în loc de 2log(b/a).

Din aceste ecuații vedem că pe măsură ce viteza de alternanță crește, impedanța crește în timp ce auto-inducția se diminuează; ambele aceste efecte se datorează influenţei ratei de alternanţă asupra distribuţiei curentului. Pe măsură ce viteza de alternanță crește, curentul devine din ce în ce mai concentrat spre suprafața firului; aria efectivă a firului este astfel diminuată și rezistența deci crescută. Pe de altă parte, concentrația curentului pe suprafața firului crește distanța medie dintre porțiunile curenților din fir și o diminuează pe cea dintre curenții din fir și cei care circulă în sens opus în conductorul exterior. ; ambele aceste efecte diminuează autoinducţia sistemului de curenţi.

Expresia pentru Q nu implică deloc b în gradul nostru de aproximare, în timp ce b intră doar în primul termen al expresiei pentru P, care este independent de frecvență; astfel, atâta timp cât na este foarte mic, prezența conductorului exterior nu afectează impedanța și nici modul în care autoinducția variază cu frecvența. Când p = 0 auto-inducția pe unitate de lungime este 2log(b/a) + 2μ. Deoarece μ pentru fierul moale poate fi chiar și 2000, auto-inducția pe unitatea de lungime a firelor drepte de fier va fi enorm mai mare decât cea a firelor din metale nemagnetice.

273.] Vom trece acum la cazul când na este mare și n0b mic, astfel încât naJo(¿na)/paJ0(¿na) este mic în comparație cu n,a'K0(Ln,b)/pbKÓ(¿n'b). Aceste condiții sunt compatibile dacă rezistența specifică a conductorului exterior este mult mai mare decât cea a firului. În acest caz, ecuația (37) devine

í,   b 1 n'a' Ko(¿n0b) Ί

E = 2¿p < log - + ----rr– > I.

[aIvp b K0(¿n0b) J

Deoarece n'b este mic, avem aproximativ

Ko(¿n0b) = log(2y/¿n'b), Ko (¿n'b) = –1/¿n'b; deci E = 2¿p {log b/a + µ0 log(y/pv//l.>2põ'; – ¿3µ0– Astfel, coeficientul de autoinducție în acest caz este

2log(b/a) + 2µ0 log^/y/V^pb/õ0), iar impedanța | ν^µ'.

Este demn de remarcat că, în ordinea noastră de aproximare, nici impedanța și nici auto-inducția nu depind de rezistența firului. Aceasta este doar ceea ce ar trebui să ne așteptăm pentru auto-inducție, deoarece, deoarece na este mare, curenții vor fi toți pe suprafața firului; configuratia curentilor a atins astfel o limita dincolo de care nu este afectata de rezistenta firului. Trebuie observat că condițiile na mare și n'b mic fac ca impedanța |^µ0 să fie mare în comparație cu rezistența õ/va2 pentru curenți continui.

Curenți foarte rapidi.

274.] Trebuie să luăm acum în considerare cazul în care frecvența este atât de mare încât na și n'b sunt foarte mari; în acest caz, prin art. 261,

J0 (¿na) = – ¿J0 (¿na), K0 (¿n'b) = ¿K0 (¿n'b),

astfel încât ecuația (37) devine

1

2

E = 2¿p

jurnal ■ a

sm

l.gpa2

σ'm' \ 2

4 vpl.)2 J

(41)

+

vedem din această ecuație că autoinducția P este dată de ecuație

P = 2log(b/a) + (cm^pr^2)2 + (cm'/2prI2) 1, (42)

iar impedanța Q de

Q = ismr 2ga2!2 + (s'm'r^p^)2.

(43)

Într-un cablu conductivitatea conductorului exterior este mult mai mică decât cea a miezului, astfel încât σ'/b2 va fi mare în comparație cu σ/a2; astfel, auto-inducția și impedanța unui cablu sunt practic independente de rezistența firului și depind în principal de cea a conductorului exterior. Valoarea limită a autoinducției atunci când frecvența este crescută în mod independent este 2log(b/a); întrucât aceasta nu implică μ este la fel pentru fier ca și pentru firele de cupru. Diferența dintre autoinducția pe unitatea de lungime a cablului pentru vibrații infinit lente și infinit rapide este prin ecuațiile (40) și (42) egală cu μ/2. Impedanța circuitului crește la nesfârșit odată cu frecvența alternanțelor.

Dacă urmărim modificările valorilor autoinducției și impedanței pe măsură ce frecvența p crește, vedem din art. 272, 273, 274 că atunci când aceasta este atât de mică încât na este o cantitate mică, auto-inducția scade și impedanța crește cu o cantitate proporțională cu pătratul frecvenței. Când frecvența crește astfel încât na este considerabil în timp ce n'b este mic, auto-inducția variază foarte lent cu frecvența, în timp ce impedanța este direct proporțională cu aceasta. Când frecvența este atât de mare încât atât na cât și n'b sunt mari, auto-inducția se apropie de limita 2log(b/a), în timp ce impedanța este proporțională cu rădăcina pătrată a frecvenței.

Conductori Fiat.

275.] În multe experimente se folosesc benzi plate de metal în planuri paralele în locul firelor, cu scopul de a diminua auto-inducția; acestea sunt în general aranjate astfel încât curenții continui și de retur să circule de-a lungul benzilor adiacente și paralele. Când frecvența vibrațiilor este foarte mare, curenții pozitivi și negativi se străduiesc să se apropie cât mai mult, ei vor curge astfel pe suprafețele benzilor care sunt cele mai apropiate unele de altele. Dacă distanța dintre planurile benzilor este mică în comparație cu lățimea acestora, le putem considera un caz limitativ al cablului, atunci când rezistența specifică a firului este aceeași cu cea a conductorului exterior și când valorile de a și b sunt nelimitat de mari, diferența lor rămânând totuși hnită și egală cu distanța dintre benzi. Dacă I' este curentul care curge pe unitatea de lățime a benzii, atunci,

deoarece cu notația noastră anterioară I este curentul care curge pe circumferința cablului,

I ' = I/2%a.

Deoarece b = a + d, unde d este foarte mic în comparație cu a,

log — = — aproximativ.

aa

Făcând aceste substituții, ecuația (41) devine

E = 2lP\ d + J (1 - ¿) > 2πI'.

(y 2πρ   j

Astfel, în acest caz auto-inducția pe unitate de lungime este

bd + J

2πρ

si impedanta

276.] Deși, așa cum tocmai am văzut, este posibil să se considere cazul a două plăci metalice paralele ca un caz particular al cablului, totuși în măsura în care geometria cazului particular este mult mai simplă decât cea a cablului, cazul este cel în care punctele teoriei sunt discutate cel mai convenabil; de aceea este recomandabil să-l tratezi independent. Vom presupune că avem două plăci din același metal, fețele adiacente ale plăcilor fiind

paralele și separate de distanța 2h; vom lua planul paralel cu aceste fețe și la jumătatea distanței dintre ele ca planul lui yz, axa lui x fiind normală fețelor. Vom presupune că toate mărimile variabile variază ca 6¿(mz+pí) și sunt independente de y. Plăcile ar trebui să se extindă până la interior în direcții paralele cu y și z și să fie infinit de groase.

Fie σ rezistența specifică a plăcilor, V viteza de propagare a acțiunii electrodinamice prin dielectricul care le separă. Apoi, folosind aceeași notație ca mai înainte, întrucât toate mărimile sunt independente de y, ecuațiile diferențiale satisfăcute de componentele intensității electromotoare sunt de art. 262

și

d2 R

= k2R în dielectric, dx2

d2R   2R

x = nR

în oricare dintre plăci.

Astfel, în dielectric putem pune

R = (Aekx

eu   kx\i.(mz+pt)

p _   (Afkx — Bç-kx\^L(mz+pt)

kv   '

în placa pentru care x este pozitiv

rc^—nx ^i(mz+pt)

p Ce"nx ^(mz+pt) n   '

iar în aceea pentru care x este negativ

R = Denxeb(mz+pt),

p ___ _gn p(mz+pt)

n

partea reală a lui n fiind luată pozitiv în ambele cazuri. Deoarece R este continuă când x = ±h, avem

Aekh + Be~kh = Ae~kh + Bekh =

Ce~nh, De~nh.

(44)

Deoarece forța magnetică paralelă cu suprafața este continuă, avem, dacă μ este permeabilitatea magnetică a plăcii,

k2 - '' (Aekh - Be-kh) = m2 - " Ce-nh,

k   μη

(Ле-1* - Fi»·) = - m2 ~ " De-nh.

k   μη

Eliminând C și D cu ajutorul ecuațiilor (44), avem

η j e-kh > 2μη 2 \   =(45)

η j ekh I

μη

. Í k2 — m2

Aprilie-

. [k2 — m2

A (-E   i,

k   μη

Din aceste ecuații obținem

A2 = B2.

m2 — n2\ kh   Í k2 — m2

--------e = B   i--- μη-------k

m2   η2kh k2 m2

-------) e~kh = BI ---- k

+

+

Soluția A = B corespunde curentului care curge în același sens în cele două plăci, cealaltă soluție corespunde cazului în care curentul curge într-un sens într-o placă și în sens opus în cealaltă; în acest caz vom continua să investigăm. Punând A = —B, ecuația (45) devine

2 (£kh+£-«>) +

k

n2 - m2 . kh   _kh.

--------(ekh - e kh) = 0;

μη

(46)

k2 — m2 = —p2/V2;

n2 — m2 = 4πμφ/σ,

iar kh este foarte mic, astfel (46) devine aproximativ p2 V2k

dar

sau

k2 =

m2

astfel încât

4 kh,

ση

2

p ιησ

V2 AIι/ι'

2 r   Λ

p2 în   ιησ 1

V2 [4ffhp J '

După cum am remarcat mai înainte, 4^pfa este în cazul metalelor foarte mare în comparație cu m2, astfel încât avem aproximativ

η2 = 4πμιφ/σ,

(47)

și deci aproximativ prin ecuația (47)

2 p L i í σμ V n J m = V^|1 + UV (1 -'> .

(48)

2

Astfel, dacă m = ξ + ¿p, avem

2 lire sterline I . , 7 σμ \ 2 I

V2 [+ \8Kh2p) f ;

2   /c 1

2ξ = _£Í (σμ)2

V 2\ 8'Kh2p) :

Dar dacă ! este viteza cu care se propagă fazele de-a lungul plăcii, !2 = p2/^2, astfel încât avem

1   p2

!2   p2

Í   1

.   (σμ λ 2

+ \8π1τ2ρ)

astfel I !2 nu este niciodată mai mic de 1/V2, sau ! nu este niciodată mai mare decât V, astfel încât viteza de propagare a fazelor de-a lungul plăcii nu poate depăși niciodată viteza la care acțiunea electrodinamică se deplasează prin dielectric.

Dacă frecvența este atât de mare încât σμ/8'πK2ρ este mică, atunci avem prin ecuația (48)

Í1)

¿7 σμ VI .

1-———   > aproximativ.

2 \8πh2pJ

Această ecuație reprezintă o perturbație propagată cu viteza V, a cărei amplitudine scade la 1/e din valoarea sa inițială după parcurgerea unei distanțe.

1

2Vh 18* I 2.

eu σμ J

Dacă frecvența este atât de mică încât σμ/8πH2ρ este mare, atunci avem aproximativ prin ecuația (48)

sau

1

pf σμ I 4 (π .π \ m = — — < -——— > cos-¿ sin — ,

V [4πK2ρ ί \   88) '

1

m = - v {whp}4 (:92 -':38) :

Aceasta corespunde unei vibrații propagate cu viteza

1,08 V { IV/2 p/σμ}4,

și dispare la 1/e din amplitudinea sa inițială după parcurgerea unei distanțe 2,6V{IV/2/μσρ3}4.

Dacă curentul total printr-o placă pe unitate de lățime este reprezentat de partea reală a lui Ioet'(mz+pt'), atunci, atunci când frecvența este atât de mare încât σμ/8πΛ2ρ este o cantitate mică și, prin urmare, partea reală a lui m mare comparativ cu partea imaginară, avem de atunci

/,,<' m''p/ = Í Rdx = Ce-nheL(mz+pt), Jh σση C = anello;
deci prin (44)   A = -B = ^ȘI0. 2kh

Avem prin urmare în dielectric

unde R = aIop2n'(x/h) cos (mz + pt + –) , P = Iv/z/AV2/p) cos(mz + pt), b =1 .Vo cos(mz + pt), n' = {2^p/a} 2.

În placa de metal avem pe partea în care x este pozitiv,

R = <jIop2n'e~n'x h cos (mz + pt – n'(x – h) + P =   sin(mz + pt – n'(x – h)),

b = –4πμI0, nxh cos(mz + pt – n'(x – h)).

Vedem din aceste ecuații că P/R este foarte mare în dielectric și foarte mic în placa de metal, astfel că tuburile Faraday sunt la unghi drept cu conductorul din dielectric și paralele cu acesta în placa de metal.

Forța mecanică între plăci.

277.] Aceasta poate fi considerată ca fiind formată din două părți, (1) o forță de atracție, datorită atracției electricității pozitive a unei plăci pe negativul celeilalte, (2) o forță de respingere, datorită respingerii dintre curenții pozitivi într-o placă și negativi în cealaltă. Pentru a calcula prima forță observăm că, deoarece V2 /pa

este foarte mare, valoarea lui P în conductor este foarte mică în comparație cu valoarea dielectricului și poate fi neglijată fără o eroare apreciabilă; prin urmare, dacă e este densitatea de suprafață a electricității de pe placă și K capacitatea inductivă specifică a dielectricului,

\.w = —KT///Í V2/p)I0 cos(mz + pt).

Forța pe placă pe unitate de suprafață este egală cu Pe/2; înlocuind valorile lui P și e aceasta devine

2^ Kmi2 (V4 /p2) I2 cos2 (+ pt) ¿nil iib (v /p)io cos (/mz + pt).

Forța datorată respingerii dintre curenții din plăci pe unitatea de volum este egală cu produsul inducției magnetice b în w, intensitatea curentului paralel cu z. De cand

„   db

\Z/IW =---— ;

dx

forta pe unitatea de volum este egala cu

1 db2

8πμ dx'

de aici forța de respingere pe unitatea de suprafață a plăcii

Γ1 1 db2 ,

—-----------— dx

Jh 8πμ dx

8~μ (b2)x=h = 2"H' cos2(mz + pt).

Când alternanțele sunt atât de rapide încât vibrațiile se deplasează cu

viteza luminii

22   2

V m = p ,

iar din moment ce K = 1/V2, atracţia dintre plăci este egală cu

2πI2 cos 2 (mz + pt),

în timp ce repulsia este

$2\nu\mu/,2 \cos2(mz + pt),$

deci respingerea rezultată este egală cu

$2\pi(\mu - 1)1(2 \cos2(mz + pt).$

Dacă plăcile sunt nemagnetice $\mu = 1$, astfel încât pentru aceste vibrații foarte rapide atracția electrostatică doar contrabalansează repulsia electromagnetică. Mr. Boys (Phil. Mag. [5], 31, p. 44, 1891) a constatat că forțele mecanice dintre doi conductori care transportă curenți alternativi foarte rapid sunt prea mici pentru a fi detectate, chiar și prin metodele minunat de sensibile de măsurare. forțe mici pe care le-a perfecționat și care i-ar fi permis să detecteze forțe comparabile ca mărime cu cele datorate sarcinilor electrostatice sau respingerii dintre curenți.

Propagarea undelor longitudinale ale inducției magnetice de-a lungul firelor.

278.] În investigațiile precedente curentul a fost de-a lungul firului și liniile de forță magnetică au format o serie de cercuri coaxiale, axa acestor cercuri fiind cea a firului. Un alt caz, totuși, de o importanță practică considerabilă este atunci când aceste relații dintre forța magnetică și curentul sunt schimbate, curentul curgând în cercuri în jurul axei firului, în timp ce forța magnetică este în principal de-a lungul acesteia. Această condiție poate fi realizată înconjurând o porțiune a firului de un solenoid coaxial scurt, atunci dacă prin acest solenoid sunt trimiși curenți alternativi, forțele magnetice periodice paralele cu firul vor fi pornite. Vom investiga în acest articol legile care guvernează transmiterea unor astfel de forțe de-a lungul firului. Problema are aplicații importante la construcția transformatoarelor; în unele dintre acestea, bobina primară este înfăşurată în jurul unei părţi a unui circuit magnetic închis, iar secundara în jurul altei. Acest aranjament nu va fi eficient dacă există o scurgere considerabilă a liniilor de forță magnetică între primar și secundar. Ar trebui să deducem din considerații generale că scurgerea magnetică ar crește odată cu rata de alternanță a curentului prin primar. Căci să presupunem că un curent alternativ trece printr-un inel izolat înglobat într-un cilindru de fier moale înconjurat de aer, axa dreaptă a inelului coincizând cu axa cilindrului. Variațiile în

intensitatea curentului prin acest inel va induce alți curenți în fierul de călcat din vecinătatea acestuia; acțiunea magnetică a acestor curenți va determina, în ansamblu, ca componenta forței magnetice de-a lungul axei cilindrului să fie mai mică și componenta radială mai mare decât dacă curentul prin inel ar fi constant; caz în care nu există curenți în fierul de călcat. Astfel, efectul modificărilor intensității

curentului prin primar va fi de a stoarce liniile de forță magnetică din fier și de a le face să-și completeze circuitul prin aer. Astfel, atunci când câmpul se schimbă rapid, liniile de forță magnetică, în loc să parcurgă o cale lungă prin mediul de permeabilitate ridicată, vor lua o cale scurtă, chiar dacă cea mai mare parte a acestuia este printr-un mediu cu permeabilitate scăzută, cum ar fi aerul. . Cazul este destul de analog cu diferența dintre calea unui curent constant și cea a unuia rapid alternativ. Un curent constant curge de-a lungul căii cu cea mai mică rezistență, unul alternativ rapid de-a lungul căii cu cea mai mică auto-inducție. Astfel, de exemplu, dacă avem două fire în paralel, unul foarte lung, dar realizat dintr-un material atât de puternic conducător încât rezistența totală este mică, celălalt fir scurt, dar de așa natură încât rezistența este mare, atunci când curentul este stabil, de departe, cea mai mare parte a acestuia va călători de-a lungul firului lung; dacă totuși curentul este unul rapid alternativ, cea mai mare parte a acestuia va călători de-a lungul firului scurt, deoarece auto-inducția este mai mică decât pentru firul lung, iar pentru acești curenți alternativi rapid rezistența este o considerație secundară.

In problema magnetica fierului ii corespunde conductorului bun, aerul celui rau. Când câmpul este constant, liniile de forță preferă să urmeze o cale lungă prin fier decât una scurtă prin aer; vor tinde astfel să se păstreze în interiorul fierului de călcat; când totuși câmpul magnetic este unul alternativ foarte rapid, traseele liniilor de forță vor tinde să fie cât mai scurte posibil, indiferent de materialul prin care trec. Liniile de forță vor părăsi astfel în acest caz fierul de călcat și își vor completa circuitul prin aer.

Vom lua în considerare cazul unui cilindru circular drept din fier moale în care liniile de forță magnetică sunt în plane prin axa luată drept cea a lui z, sistemul corespunzător de curenți care circulă în jurul cercurilor a căror axă este cea a cilindrului. Cilindrul este înconjurat de un dielectric care se extinde la infinit. Fie a, b, c componentele inducției magnetice paralele cu axele lui x, y, respectiv z; apoi, din moment ce componenta a

inducția magnetică în planul xy este în unghi drept față de axa

cilindru, putem pune _dX,dX a dx;dy:

Să presupunem că a, b, c variază ca <' m-'p/ .

Acum, în cilindrul de fier a, b, c toate satisface ecuațiile diferențiale ale

forma d2cd2c2 dX + dy2 = nc;
unde n2 = m2 + 4πμ/ρ/σ.

μ fiind permeabilitatea magnetică și σ rezistența specifică a cilindrului.

În dielectricul din afara cilindrului, ecuația diferențială satisfăcută de componentele inducției magnetice este de forma

unde d2cd2ck2 dx2 + dy2c' k2P2 k = m - V..

iar V este viteza cu care perturbațiile electromagnetice sunt propagate prin dielectric.

Avem și   dadbdcθ dxdydz

Soluția acestor ecuații este ușor de văzut ca fiind, în cilindrul de fier,

c = AJ0(bnr)e*mz+pt\

a = -/m A d Joi/nr. n2 dx

b = - /m^^Jo(/nr)e¿(mz+pí). n2 dy

în timp ce în dielectric, deoarece r poate deveni infinit,

c = CKo(Lkr)ei(mz+pt).

a = - /mCdKo(Lkr)ei(mz+pt'>. k2 dx

b = - /mC^Ko(Lkr')eL(mz+pt). k2 dy

Fie a raza cilindrului, atunci când r = a forța magnetică tangențială din cilindru este egală cu cea din dielectric, deci

— J0 (¿na) = CK0 (¿ka); μ

deoarece inducția magnetică radială este continuă, avem

m . T/z \ m„r./z . , —AJO (¿na) = — CK (¿ka). n   k

Eliminând A și C din aceste ecuații, obținem

¿na J0(¿na) μ JO (¿na)

= ,ka Ko (¿ka) ¿k KO (¿ka) '

(49)

o ecuație care ne va permite să găsim m atunci când p este cunoscut.

Să începem cu cazul în care frecvența alternanțelor este suficient de mică pentru a permite ca curenții să fie distribuiti aproape uniform pe secțiunea transversală a cilindrului. În acest caz avem aproximativ

J0(¿na) = 1,   JO (¿na) = — 2 ¿na,

astfel încât ecuația (49) devine

2   K0(¿ka)

µ ¿k K0 (¿ka) :

(50)

Deoarece pentru fierul moale 2/µ este o cantitate mică, partea dreaptă a acestei ecuații și, prin urmare, ka trebuie să fie mică; dar în acest caz avem aproximativ

K0(¿ka) = log(2y/¿ka), K0 (íka) = - ¿ka,
astfel încât (50) devine   2 = k2a2 log(2y/¿ka).(51) µ

Pentru a rezolva această ecuație luați în considerare soluția lui

x log x = —y,

când y este mic. Dacă x = —y/log y, atunci

!   í, , loglog(1/y) Ì

x log x — —y < I + ------------- >

x J-og xy ,,,/,

jurnal(1/an)

dar când y este mic loglog(1/y) este mic în comparație cu log(1/y), astfel încât o soluție aproximativă a ecuației este

x = -y= log y·

Dacă aplicăm acest rezultat la ecuația (51), constatăm că soluția aproximativă a acelei ecuații este

k2 =____4 1:

jurnal(^72)

Acum k2 = m2 —,

V 2

și deoarece valoarea pe care tocmai am găsit-o pentru k este în orice caz practicabil foarte mare în comparație cu p2/V2, vedem că k2 = m2 aproximativ, astfel încât

_ ¿2 Í1   1 ̋I 2

m µ log(^72)J '

Astfel, deoarece în expresia pentru c există factorul

e¿mz

sau e

-2 z

1

µ log(^72)

{

o2

vedem că forța magnetică va dispărea la 1/e din valoarea sa la distanță

2 {µ Mµτ2)g 2

de la originea sa.

279.] În ultimul caz, curentul a fost distribuit uniform pe secțiunea transversală. Putem investiga efectul concentrației curentului la limita cilindrului presupunând că na este mare în comparație cu unitatea, deși mic în comparație cu µ. În acest caz, din moment ce aproximativ

J0 (¿na) = – ¿J0 (¿na),

ecuația (49) devine

K0(¿ka)

K0 (¿ka)

N / A

----= ¿ka

µ

Deoarece partea stângă a acestei ecuații este mică, ¿ka este și ea mică, astfel încât prin art. 261 putem scrie această ecuație ca

– – = k2a2 log(27=¿ka):   (52)

µ

Această ecuație dă o valoare pentru k2 care este foarte mare în comparație cu p2/V2, astfel încât aproximativ m = k. Vedem, de asemenea, că k sau m este mic în comparație cu n, putem deci pune

n = {4πµιρ/σ} .

Astfel ecuația (52) devine

1

, 2 21 ika (Iapa2 ′I 2 ¿π k2a2 log — = e 4 ;

2y (µσ J

sau punând ika/2y = q,

qq log q2 =

1 Í Iapa2 ′I 2 ¿π

---< —-— г e 4 .

2y2 µσ)

Pentru a rezolva această ecuație pune q2 = we^ ; echivalând părți reale și imaginare, obținem

1

7 2

1

w log w cos φ — w^ sin φ = w log w sin φ + wφ cos φ =

1

2

Deoarece w este foarte mic, termenii din log w sunt mult cei mai importanți; o soluție aproximativă a acestor ecuații este, prin urmare, deoarece soluția lui x log x = — y, este x = —y/log y,

1

2

w=

1

buștean“2

7 2

1 '

2

in absenta

Prin urmare, deoarece k = m și k2a2 = – 4y2we 4 , noi hnd

ma =

1

a a

cos –+ i sin –

8 8

= 2yw2

5a 5a

cos-----+ i sin –

8 8

μσ II, 2 μσ \ 2 2

---2M log T{–2 ? -pa2 IIv-ya2/ l

Astfel, deoarece în expresia pentru c există factorul e¿mz, vedem că c se va estompa la 1/e din valoarea sa inițială la o distanță de origine egală cu

a----5------1 cosec–, 2yw 2 8

sau înlocuind valoarea lui w tocmai găsită,

un 5-

– cosec – 2 8

Această distanță este mult mai mică decât cea corespunzătoare atunci când curentul a fost distribuit uniform pe secțiunea transversală a firului, iar factorul important variază ca µ1 în loc de µ2. Astfel, scurgerea liniilor de forță magnetică din cilindrul de fier este mult mai mare atunci când alternanțele sunt rapide decât atunci când sunt lente. Aceasta este în conformitate cu concluzia la care am ajuns din raționamentul general de la începutul art. 278.

Rezultatul acestei investigații indică cu tărie că este recomandabil laminarea foarte bună a miezului unui transformator, astfel încât să se obțină o distribuție uniformă a forței magnetice peste fier și astfel să se evite scurgerea magnetică. Sunt multe alte avantaje pe care le dobândește laminarea hne, dintre care unul, mai important decât efectul pe care îl luăm în considerare, este diminuarea cantității de căldură disipată de curenții turbionari. Vom continua să luăm în considerare în articolul următor disiparea energiei de către curenții din fir.

Disiparea energiei prin căldura produsă de curenții alternativi.

280.] Se aruncă multă lumină asupra legilor care guvernează decăderea curenților în conductori prin luarea în considerare a circumstanțelor care afectează cantitatea de căldură produsă în unitatea de timp de acești curenți. Pe măsură ce am obținut expresiile pentru acești curenți, am putut determina efectul lor de încălzire prin integrare directă; Cu toate acestea, vom proceda printr-o metodă diferită de dragul introducerii unei teoreme foarte importante datorate profesorului Poynting și prezentată de acesta în lucrarea sa „Despre transferul de energie în câmpul electromagnetic”, Phil. Trans. 1884, Partea a II-a, p. 343.

Teorema este că

dx dy dz

dx dy dz

(Xx + Yy + Zz) dx dy dz +

+

(Pp + Qq + Rr) dx dy dz

{l(R0 β – Q'y) + m(P y – R0a) + n(Q0a – P'β)} dS,

unde volumul intégrais din partea stângă sunt luate pe tot volumul conținut de suprafața închisă S, din care dS este un element și l, m, n direcția cosinusului normalului tras spre exterior.

P, Q, R sunt componentele intensității electromotoare.

a, β, y cele ale forței magnetice.

X, Y, Z cele ale forței mecanice care acționează asupra corpului ca urmare a trecerii curenților prin acesta.

x, y, z componentele vitezei unui punct din corp.

p, q, r componentele curentilor de conducere.

P0, Q0, R0 părțile componentelor intensității electromotoare care nu depind de mișcarea corpului.

K capacitatea inductivă specifică și μ permeabilitatea magnetică.

Următoarea dovadă a acestei teoreme este luată aproape textual din lucrarea profesorului Poynting. Fie u, v, w componentele curentului total, care este suma curenților de polarizare și conducție; avem, întrucât componentele primelor sunt respectiv

K dP K dQ K dR

4π dt '   4π

K dP

4π dt

K dQ

4π dt

K dR

4π dt

dt ' 4π dt '

= u — p,

= v - q;

= w — r.

Prin urmare

dx dy dz

{P (u — p) + Q(v — q) + R(w — r)} dx dy dz

(Pu + Qv + Rw) dx dy dz —

(Pp + Qq + Rr) dx dy dz.

(53)

Acum (Maxwell's Electricity and Magnetism, Vol. II, Art. 598),

P = cy - bz -   - '''' = cy - b_ + P',

y   dt dx y'

„   ·dGdr .

Q = az — cx-------■-----— = az — cx + Q ,

dt dy

R = bx — ay — —---------= bx — ay + R',

dt dz

unde P', Q', R' sunt părțile lui P, Q, R care nu conțin viteze. Prin urmare

Pu + Qv + Rw

= (cy — bz)u + (az — cx)v + (bx — ay)w + P'u + Q'v + R'w,

= — {(vc — wb)x + (wa — uc)y + (ub — va)z} + P'u + Q'v + R'w,

= —{Xx + Y y + Zz} + P' u + Q'v + R'w;

unde X, Y, Z sunt componentele forței mecanice pe unitatea de volum (Maxwell, Vol. II, Art. 603).

Înlocuind această valoare pentru Pu + Qv + Rw în (53) și transpunând, obținem

K ΠYíπ dP ,Yn   dR\

■-Ш-·· + ■ + Rxc)

dx dy dz

+

(Xx + Yy + Zz) dx dy dz +

(Pp + Qq + Rr) dx dy dz

(P'u + Q'v + R'w) dx dy dz.

(54)

Acum

d7   άβ

4πυ = T' ~Ý~ ;

dy dz , da da 4πυ z ~ ;

dz dx dβ da

4aw = ------—.

dx dy

Înlocuind aceste valori cu u, v, w în partea dreaptă a ecuației (54), acea parte a ecuației devine

+ R'

dx dy dz

Í p' du _ rd^X

X dy dy J

+ iQ dZ „ p

dx dy dz.

Integrând pe părți, constatăm că expresia este egală cu

— yy (R'β — Q'a) dy dz + — yy (P'a — R'a) dx dz + — yy (Q'a — P'β) dx dy

dR0   dQ0dP0dR0dQ0dP0

β—-----------+ Í~ι---a—-----+ a—----β > dx dy dz;

dx   dxdydydzdz

integralele duble fiind preluate pe suprafaţa închisă. Această expresie poate fi scrisă ca

¿yy {l(R^ - Q'a) + m(P'a - R'a) + n(Q'a - P'β)} dS

1 fff Í /dQ' dR'\   /dR' dP'\

4π JJJ [y dz dy J \ iir dz J

+ (dP'   dQ'd dd

dy dx

unde dS este un element al suprafeței și l, m, n sunt cosinusurile direcției normalei la suprafață trase spre exterior.

Dar

dQ' dR' dz dy

d /dH   dG

dt \ dy   dz

da   da

dt   dt

În mod similar

dR0   dP0_ dbdβ
dx   dzdt
dP0   dQ0dcdy
dy   dxdt= µÍIβ.

Prin urmare, vedem că partea dreaptă a lui (54) este egală cu

{l(Rr β − Q'y) + m(P'y − R'a) + n(Q'a − P'β)} dS

dx dy dz.

Transpunând ultimul termen în cealaltă parte a ecuației, obținem

+

K ΠΥίπ dP . dR\

+ QV + RÂ)

dx dy dz

dx dy dz

(Xx + Yy + Zz) dx dy dz +

(Pp + Qq + Rr) dx dy dz

1 Цfl(R'β - Q'y) + m(P'y - R'a) + n(Q'a - P'β)} dS, (55)

care este teorema pe care ne-am propus să o demonstrăm. Acum energia electrostatică din interiorul suprafeței închise este (Maxwell,

Artă. 631)

sau de când

- IH(Pf + Qg + Rh) dx dy dz,

K KK

fag = τX h = τP IH (P2 + Q2 + R2) dx dy dz.

Energia electromagnetică din interiorul aceleiași suprafețe este (Maxwell, Art. 635)

(aa + bP + cy) dx dy dz,

sau

(a2 + P2 + y2) dx dy dz.

Astfel, primele două integrale din partea stângă a ecuației (55) exprimă câștigul pe secundă în energie electrică și magnetică. A treia integrală exprimă munca efectuată pe secundă de forțele mecanice. A patra integrală exprimă energia transformată pe secundă în conductor în căldură, energie chimică și așa mai departe. Astfel, partea stângă exprimă câștigul total în energie pe secundă în interiorul suprafeței închise, iar ecuația (55) exprimă că acest câștig în energie poate fi considerat ca venind peste suprafața de limită, cantitatea care traversează acea suprafață pe secundă fiind exprimată de partea dreaptă a ecuației respective.

Astfel, putem considera schimbarea energiei din interiorul suprafeței închise ca fiind datorată transferului de energie pe acea suprafață; energia care se deplasează în unghi drept atât față de H, forța magnetică rezultantă, cât și către E, rezultanta lui P0, Q0, R0. Cantitatea de energie care în unitatea de timp traversează unitatea de suprafață în unghi drept cu direcția fluxului de energie este HE sin θ/4π, unde θ este unghiul dintre H și E. Direcția fluxului de energie este legată de cea a lui H și E în așa fel încât rotirea unui șurub pozitiv de la E la H să fie însoțită de o translație în direcția fluxului de energie.

Ecuația (55) ne justifică să afirmăm că vom ajunge la rezultate corecte cu privire la schimbările în distribuția energiei în câmp dacă considerăm energia ca curgând în conformitate cu legile tocmai

enunțate: ea nu ne justifică totuși să afirmăm că fluxul de energie în orice punct trebuie să fie cel dat de aceste legi, pentru că putem găsi un număr nedefinit de cantități us, vs, ws ale dimensiunilor fluxului de energie care satisfac condiția

$$(lus + mvs + nws)\ dS = 0,$$

unde integrarea este extinsă pe orice suprafață închisă. Prin urmare, vedem

că dacă componentele fluxului de energie ar fi

R'β — Qy + V us în loc de R1 β — Q'y, P 'y — R'a + P vs în loc de P 'y — R'a, Q'a — P'β + P ws în loc de Q 'a - P'β,

modificările în distribuţia energiei ar fi totuşi cele care au loc efectiv.

Deși investigația profesorului Poynting nu oferă o soluție unică a problemei obținerii fluxului de energie în orice punct al câmpului electromagnetic, este totuși de mare valoare, deoarece soluția pe care o oferă este simplă și una care ne permite cu ușurință să formează o reprezentare consistentă și vie a schimbărilor în distribuția energiei care au loc în orice caz real pe care îl putem avea în vedere. Câteva aplicații ale acestei teoreme sunt date de profesorul Poynting în lucrarea deja citată, la care ne referim cititorul. Vom trece acum să o aplicăm la determinarea vitezei de producere a căldurii în firele în repaus traversate de curenți alternativi.

281.] Deoarece curenții sunt periodici, P2, Q2, R2, a2, β2, y2 vor fi de forma

$$A + B \cos(2pt + \theta),$$

unde A și B nu implică timpul; deci primele două integrale din partea stângă a ecuației (55) vor fi înmulțite cu factori care, în măsura în care implică t, vor fi de forma sin(2pt + θ); prin urmare, dacă luăm în considerare valoarea medie a acestor termeni într-un timp care implică foarte multe oscilații ale curenților, ei pot fi neglijați: câștigul sau pierderea de energie reprezentată de acești termeni este periodică, iar la sfârșitul unei perioade energia este la fel ca la început. Al treilea termen din partea stângă dispare în cazul nostru deoarece firele sunt în repaus și, deoarece X, y, z dispar P', Q', R' devin identice cu P , Q, R.

Astfel, atunci când efectele sunt periodice, vedem că ecuația (55) conduce la rezultatul că valoarea medie în raport cu timpul de

$$(Pp + Qq + Rr)\ dx\ dy\ dz$$

este egal cu cel al

{I^β – Qy) + m(Py – Ra) + n(Qa – Pβ)} dS.

Prima dintre aceste expresii este, totuși, rata medie de producere a căldurii, iar în cazul unui fir a cărui stare electrică este simetrică față de axa sa, valoarea mărimii sub semnul integrării este aceeași în fiecare punct. a circumferinței unui cerc al cărui plan este în unghi drept cu axa firului; deci în acest caz avem rezultatul:

Rata medie a producției de căldură pe unitatea de lungime a firului este egală cu valoarea medie a

2a (intensitatea electromotoare tangenţială) x (forţa magnetică tangenţială), (56)

a, ca mai înainte, fiind raza firului.

282.] Să aplicăm acest rezultat pentru a găsi viteza producției de căldură în fir și în conductorul exterior al unui cablu atunci când curentul este paralel cu axa firului. Prin metodele art. 268, vedem că dacă curentul total prin fir în punctul z este egal cu partea reală a

Io e¿(mz+pt),

sau dacă m = –a + φ, to

Ioe~^z cos(–az + pt),

apoi, art. 268, ecuația (24), intensitatea electromotoare R în firul paralel cu axa lui z este egală cu partea reală a

Iση Jo(inr) I   ,(_az+pt)

2 va J0 (ina) 0

(57)

Dacă neglijăm curenții de polarizare din dielectric în comparație cu curenții de conducere prin fir, atunci integrala de linie a forței magnetice în jurul suprafeței interioare a conductorului exterior trebuie să fie egală cu l~/o6¿(mz+pt); folosind acest principiu vedem că E în ecuația (11), art. 262, este egal cu – in'a'Io/2'nbK'o (in'b), și, prin urmare, intensitatea electromotoare paralelă cu z în conductorul exterior este egală cu partea reală a

ia'"' Ko(in'r) I βζA-az+pf) 2ffb Ko(in'b) o '

(58)

notația fiind aceeași ca la art. 262.

Forța magnetică tangențială la suprafața firului este (Art. 262)

2Io £-^z

A

cos(—az + pt),

(59)

în timp ce cea de la suprafața conductorului exterior este, dacă neglijăm curenții de polarizare din dielectric în comparație cu curenții de conducere prin fir,

e~$z cos(—az + pt). (60)

b

Să luăm acum în considerare cazul în care rata de alternanță a curentului este atât de lentă încât atât na cât și n'b sunt cantități mici. Când na este mic J0(¿na) = —¿na/2, în timp ce J0(¿na) = 1 aproximativ; prin urmare, punând r = a în (57), constatăm că intensitatea electromotoare tangenţială este

—- Ioe~^z cos(—az + pt).

va2

Prin urmare, prin (56) și (59) rata producției de căldură în fir este egală cu valoarea medie a

I,2,' 2 cos2(—az + pt).

va2

adică la σ I2e~2^z.

2va2

Să luăm acum în considerare rata producției de căldură în conductorul exterior; deoarece n'b este foarte mic, avem aproximativ

K0(¿n'b) = log(27/¿n'b), Kq (¿n'b) = —1/¿n'b.

Făcând aceste substituții în (58), vedem că intensitatea electromotoare tangențială la suprafața conductorului exterior este egală cu partea reală a

σ' n'2

—— log(27/¿n'b) Ioe43zeL(-az+Pt),

2v

iar din moment ce n'2 = ^μ^/σ', partea reală a acestei expresii este

2μ'ρ log(7y/σ'/v^'pb2)I0e_^z sin(—az + pt)

— 2πμ'pIoe~^z cos(—az + pt).

Prin urmare, prin (56) și (60) rata producției de căldură în conductorul exterior este egală cu

4 v^pI0^z,

întrucât valoarea medie în raport cu timpul de

sin(—az + pt) cos(—az + pt)

este zero. Astfel, atunci când n'b este mic, rata producției de căldură în conductorul exterior este independentă atât de rază, cât și de rezistența specifică a acelui conductor. Raportul dintre căldura produsă în unitate de timp în fir și cea produsă în conductorul exterior este astfel 2σ 3v2a2//y, ceea ce este foarte mare deoarece am presupus că n2a2, adică 4πμρα2/σ, este o cantitate mică; în acest caz, prin urmare, proporția mai mare a căldurii este produsă în sârmă. Astfel se explică rezultatul constatat la art. 263 că rata de decădere a vibrațiilor este aproape independentă de rezistența conductorului exterior și depinde aproape în întregime de cea a firului.

283.] Când frecvența este atât de mare încât na este mare, deși n'b este încă mic, atunci J0(¿na) = lJ'0(¿na), astfel încât prin (57) intensitatea electromotoare tangențială la suprafața lui firul este egal cu partea reală a

— {4πμίρ/σ}11οε~βζ eL(~az+pt),

2~a

care este egal cu

—— {2πμρ/σ}210e βζ{cos(—az + pt) — sin(—az + pt)}.

2 va

Prin urmare, prin (56) și (59) rata medie a producției de căldură în fir este egală cu

4|a (2πμρ/σ) 112e 2

Deoarece n'b se presupune că este mic, rata producției de căldură în conductorul exterior este ca înainte

prin urmare, raportul dintre cantitatea de căldură produsă în unitate de timp în fir și cea produsă în conductorul exterior este

μ J   2σ́I 2

μ' \ 9π3ρμα2 J

Astfel, deoarece n2a2 și deci 4πρμα2/σ este foarte mare prin ipoteză, vedem că dacă μ/μ' nu este foarte mare, acest raport va fi foarte mic; cu alte cuvinte, cea mai mare parte a căldurii este produsă în conductorul exterior; aceasta este în conformitate cu rezultatul obținut la art. 266, care a arătat că rata de decădere a vibrațiilor era independentă de rezistența firului.

284.] Când frecvența este atât de mare încât atât na cât și n'b sunt mari, atunci expresia pentru căldura produsă în fir este cea tocmai găsită.

Pentru a găsi căldura produsă în conductorul exterior avem, când n'b este foarte mare,

K0(¿n'b) = — /K'o (¿n'b);

prin urmare, prin (58) intensitatea electromotoare tangenţială în conductorul exterior este egală cu partea reală a

(W ¿p/σ') 2 Io6~βζ ^-az+ptt,

care este egal cu

σ'   i

— ——- (2πμ/ρ/σ')2 Ioo~βζ {cos(—az + pt) — sin(—az + pt)}.

2vb

Prin urmare, prin (56) și (60) rata medie a producției de căldură în conductorul exterior este

0 {2πμ'ρ/σ'} 2 I ■'.

Astfel, raportul dintre căldura produsă în unitate de timp în fir și cea produsă în același timp în conductorul exterior este

astfel încât dacă, așa cum se întâmplă în general în cazul cablurilor, σ' este mult mai mare decât σ, de departe cea mai mare parte a căldurii va fi produsă în conductorul exterior.

Căldura produsă de curenții Foucault într-un transformator.

285.] Vom trece acum la analizarea cazului discutat la art. 278, unde liniile de forță magnetică sunt în plane prin axa firului, curenții curgând în cercuri în plane în unghi drept față de această axă. Acest caz este unul de mare importanță practică, deoarece condițiile se apropie de cele care se obțin în miezul cilindric din fier moale al unei bobine de inducție sau al unui transformator; în acest caz înfășurările bobinei primare sunt în planuri în unghi drept față de axa cilindrului de fier, în timp ce liniile de forță magnetică datorate bobinei primare sunt în planuri care trec prin această axă. Când un curent variabil trece prin bobina primară, sunt induși curenți care încălzesc miezul și căldura astfel produsă este irosită în ceea ce privește producerea de muncă utilă; este deci o chestiune de importanţă să cercetăm legile care guvernează dezvoltarea sa, astfel încât

aparatul poate fi proiectat astfel încât să reducă la minimum aceste deșeuri. Vom presupune că forța magnetică paralelă cu axa de la suprafața firului este reprezentată de partea reală a

HeL(mz+pt)

sau dacă m = a + ιβ, prin

He~^z cos(az + pt).

Forța magnetică de la suprafața cilindrului este cea mai convenabilă cantitate în care se poate exprima viteza de producere a căldurii, deoarece se datorează în întregime câmpului exterior și nu este, atunci când câmpul este uniform, afectată de curenții din fir. în sine.

Folosind notația de la art. 278 vedem prin rezultatele acelui articol că în fir

c = AJo(inr)é(mz+pt).

Intensitatea electromotoare tangenţială θ este dată de ecuaţie

dc   1 d . _

— =-------— (rθ);

dt   r dr

deci θ = pAJ0 (rnr)e¿(mz+pí);

n

dar deoarece la suprafața firului, c este egal cu partea reală a

μHβ~βζ eí(az+pt),

vedem ca la suprafata θ = parte reala a

P J0(ina) μHε~βζed(az+pt). (61)

n Jo (ina)

Să luăm mai întâi cazul când raza firului este atât de mică încât na este mică; în acest caz avem, din moment ce aproximativ

,y2 ,y4

τ / \ i X x

Jo(x) = — 22 + 2242 ;

z 2 A

J'o (x) = - . 1 - jj ;

și n2 = 4πμιρ/σ,

θ = parte reală a

z 2 Λ

- 1 capi 1 - L μHβ~βζeL(az+ptt

2 I 2σ J

= 2μαρHε~βζ sin(az + pt) — — ζμ2ρ2α3 H. ¡ ' cos(az + pt).

Dar prin ecuația (56) rata producției de căldură în fir pe unitatea de lungime este egală cu valoarea medie

— 2aθ Hε~βζ cos(az + pt);

unde semnul minus a fost luat pentru că (Art. 280) θH este proporțional cu viteza de curgere a energiei pe direcția de translație a unui șurub drept răsucire de la θ la H ; în acest caz această direcţie este radial spre exterior.

Astfel, rata producției de căldură în fir este

A-πμ2ρ234H 2ι-2βζ.

16σ

și este astfel proporțional cu conductivitatea, astfel încât conductorii buni vor absorbi în acest caz mai multă energie decât cei răi.

Să aplicăm acum acest rezultat pentru a găsi energia absorbită în miezul unui transformator sau bobină de inducție. Vom presupune că miezul este format din sârmă de fier de secțiune circulară, firele fiind izolate între ele prin stratul de rugină cu care sunt acoperite. Vom lua în considerare cazul când forța magnetică datorată bobinei primare este uniformă atât de-a lungul axei bobinei, cât și pe secțiunea ei transversală. Când forța magnetică externă este uniformă de-a lungul z, axa unui fir, curenții induși în fir de variația forței magnetice curg în cercuri ale căror planuri sunt în unghi drept cu z, iar intensitățile curenților sunt independente de valoarea lui z. În aceste condiții, curenții din fir nu dau naștere la nicio forță magnetică în afara acestuia. Forța magnetică din afara firelor se va datora astfel în întregime bobinei primare și, deoarece această forță magnetică este uniformă pe secțiune transversală, va fi aceeași pentru fiecare dintre fire, astfel încât să putem aplica investigația precedentă la fire. separat. Pentru a utiliza întregul fier de călcat, forța magnetică trebuie să fie distribuită aproximativ uniform pe secțiunea transversală a firelor; pentru ca acest lucru să fie cazul, na trebuie să fie mică, deoarece am văzut că atunci când na este mare, forța magnetică este limitată la o piele subțire în jurul fiecărui fir. Pentru fierul moale, pentru care putem pune μ = 103, σ = 104, condiția

faptul că na este mic înseamnă că atunci când curentul primar face o sută de alternanțe pe secundă, raza firului nu trebuie să fie mai mare de jumătate de milimetru. Dacă acum secțiunea transversală totală a fierului de călcat este menținută constantă astfel încât să mențină constantă inducția magnetică prin miez, avem, dacă N este numărul de fire, A secțiunea transversală totală a fierului de călcat,

N -a2 = A.

Căldura produsă în toate firele pe unitatea de lungime a miezului într-o secundă este, dacă H este forța magnetică maximă datorată bobinei,

sau

N

1Λ| 2 2 4 u2

—πμ pa H ; 16σ

A2

л 2 2 Tj2 -----µ p H , 16πσNM 1 '

și este astfel invers proporțional cu numărul de fire. Prin urmare, putem diminua risipa de energie din cauza căldurii produse de curenții induși în fire prin creșterea numărului de fire din miez. Ajungem astfel la regula practică că, pentru a diminua risipa de muncă prin curenții turbionari, miezul ar trebui să fie alcătuit dintr-un fir cât mai bun. În multe transformatoare, miezul de fier este alcătuit din plăci subțiri în loc de fire; atunci când acesta este cazul, avantajul unei subdiviziuni a miezului este chiar mai izbitor decât pentru fire, deoarece putem demonstra cu ușurință că munca irosită de curenții turbionari este invers proporțional cu pătratul numărului de plăci (vezi JJ Thomson, Electrician, 28, p. 599, 1892).

Dacă y este curentul care trece prin bobina primară și N numărul de spire ale acestei bobine pe centimetru, atunci

H cos pt = Iπ.\ ',

și   1H 2 = 16π 2 N2 (valoarea medie a lui y2),

astfel in cazul unui miez cilindric cu raza a caldura produsa intr-o secunda intr-o lungime l a miezului va fi

2π3µ2ρ2α4N2l (valoarea medie a lui y2)/a.

Dacă Q este impedanța unui circuit (Art. 272) căldura produsă în unitate de timp este egală cu

Q (valoarea medie a lui y2);

astfel miezul va crește impedanța bobinei primare cu

2π3 µ2 p2a4N 21/σ.

286.] Să luăm acum în considerare cazul când na este mare; aici avem J0 (¿na) = –¿J0 (¿na),

și deoarece   n2 = 4πµíρ/σ,

vedem prin (61), punând a și β egal cu zero, că

θ = parte reală a

ρµσ6 4 нгр

4π

ρµσ nr 4   · η

---H feos pt — sin ptg 8π

Dar prin ecuația (56) rata producției de căldură pe unitatea de lungime este egală cu valoarea medie a

— 1 aθH cos pt,

si este astfel egal cu

!./ ρμσ ан 2.

8V π2

Putem arăta, ca și mai înainte, că aceasta corespunde unei creșteri a impedanței circuitului primar egală cu

T2/.\'2 {ρμσ2 v} 2 a.

În acest caz, căldura produsă este proporțională cu rădăcina pătrată a rezistenței specifice a miezului, deci cu cât conductivitatea miezului este mai slabă, cu atât este mai mare cantitatea de căldură produsă de curenții turbionari, în timp ce în cazul în care na era mic, cu atât este mai mare. conductivitatea miezului cu atât era mai mare pierderea datorată încălzirii.

Când na este mare, căldura produsă variază ca circumferință a miezului în loc de, ca în cazul precedent, ca pătratul ariei; de asemenea, variază mult mai lent cu frecvența și permeabilitatea magnetică. Acest lucru se datorează faptului că, atunci când na este mare, curenții nu sunt distribuiti uniform pe miez, ci legați la un strat subțire la exterior, grosimea acestui strat diminuându-se pe măsură ce permeabilitatea magnetică sau frecvența crește; astfel, deși o creștere a μ sau ρ poate fi însoțită de o creștere a intensității curenților, ea va fi însoțită și de o scădere a suprafeței pe care se răspândesc curenții și, astfel, de efectul asupra căldurii produse de curent. creșterea ρ sau μ nu va fi atât de mare

ca și în cazul precedent când na era mic și când nicio limitare în zona pe care se răspândea curentul nu a însoțit o creștere a frecvenței sau a permeabilității magnetice.

Dacă comparăm absorbția de energie atunci când na este mare de nuclee de fier și de cupru de aceeași dimensiune supuse curenților alternativi de aceeași frecvență, vom găsi - deoarece pentru fier μ poate fi luat ca 103 și σ ca 104, în timp ce pentru cupru μ = 1, σ = 1600,—că absorbția energiei de către miezul de fier este între 70 și 80 de ori mai mare decât a cuprului. Absorbția mai mare de către fier poate fi demonstrată foarte ușor printr-un experiment de tipul prezentat în art. 85, în care două bobine sunt plasate în circuitul care leagă

învelișurile exterioare a două borcane Leyden; într-una dintre aceste serpentine este plasat un bec epuizat, în timp ce miezul în care urmează să fie măsurată căldura produsă este plasat în celălalt. Când curentul oscilant produs de descărcarea borcanelor trece prin bobine o descărcare strălucitoare trece prin becul epuizat în A, dacă bobina B este goală sau dacă conține un cilindru de cupru; dacă totuși un cilindru de fier de aceeași dimensiune îl înlocuiește pe cel de cupru, descărcarea din bec se stinge imediat, arătând că cilindrul de fier a absorbit mult mai multă energie decât cel de cupru. Acest experiment mai arată că fierul își păstrează proprietățile magnetice chiar și atunci când forțele la care este expus sunt inversate, ca în acest experiment, de milioane de ori într-o secundă.

287.] Un alt rezultat remarcabil este că, deși un cilindru sau un tub dintr-un metal nemagnetic nu oprește descărcarea în bec în A, totuși, dacă o bucată de tub de sticlă de aceeași dimensiune este acoperită cu folie subțire de cositor sau metal olandez, sau dacă are un hlm de argint depus peste el, va verifica descărcarea foarte hotărât. Suntem astfel conduși la rezultatul oarecum neașteptat că un strat subțire de metal, atunci când este expus la curenți alternativi foarte rapid, poate absorbi mai multă energie decât un strat gros. Următoarea investigație oferă explicația acestui lucru și arată că există o anumită grosime pentru care căldura produsă este maximă. Acest rezultat poate fi verificat cu ușurință prin aranjamentul tocmai descris, căci dacă pe un pahar se depune un hlm de argint excesiv de subțire, se produce un efect foarte mic asupra descărcarii în bulbul plasat în A, dar dacă straturi succesive de staniu foarte subțire -folii sunt înfășurate în jurul paharului peste argint hlm luminozitatea debitului în A la hrst scade rapid, totuși în curând crește din nou, iar când câteva straturi de staniol au fost înfășurate în jurul paharului, descărcarea devine aproape la fel de strălucitoare ca și cum ar fi paharul era plecat.

Pentru a investiga teoria acestui efect vom calcula energia absorbită de un tub metalic de secțiune transversală circulară, atunci când este plasat în interiorul unei bobine primare ale cărei înfășurări sunt în planuri în unghi drept cu axa tubului; se presupune că această bobină este lungă și înfășurată uniform, astfel încât distribuția forței magnetice și a curentului să fie aceeași în toate planurile în unghi drept față de axa sa. Vom folosi aceeași notație ca înainte; singurele simboluri pe care este necesar să le definim din nou sunt a și b, care sunt, respectiv, raza internă și externă a tubului, și V viteza cu care acțiunea electromagnetică este propagată prin dielectricul din interiorul tubului. Forța magnetică din afara tubului este reprezentată de partea reală a HeLpt, iar această forță se datorează în întregime curenților din bobina primară.

Atunci 7, forța magnetică paralelă cu axa tubului, poate fi (Art. 262) exprimată prin următoarele ecuații,

7 = AJ0(Lkr)eipt în dielectricul din interiorul tubului,

7 = {BJ0(¿nr) + CK0(Lnr)}eLpt în tubul propriu-zis.

Aici k2 = —p2/V2, n2 = 4πμιρ/σ, deci reprezintă mărimile reprezentate de aceleași simboluri în investigațiile anterioare, dacă în acestea punem m = 0.

Să notăm curentul tangențial în unghi drept față de r și axa lui

cilindrul, apoi Λ T d7 4πI = ~́Y~ ; dr

dacă θ este intensitatea electromotoare tangenţială în aceeaşi direcţie, atunci în

dielectricul   K dθ 4π dt K η , ¿Pθ; 4π
astfel încât   θ = - V2 d7, ¿p dr '

deoarece 1/K = V2.

În tub   θ = I σ d7 4 π dr

Deoarece 7 este continuu, avem

AJ0(la) = BJ0(la) + CK0(la),

iar din moment ce θ este continuu, avem

́ΙΛ2 k   /Γ /7"?

—AJ0(la) = fBJO(la) + CK'(la)}.

p   4π

Deoarece ¿k = p/V, rka va fi foarte mic, deci putem pune

J0(atunci) = 1, J0(atunci) = — 2 the.

Făcând aceste înlocuiri și amintindu-ți asta

1

J0 (nu)K0 (nu) — J0 (nu)K0(nu) = nu
găsim   B = — A{K0 (¿na) + ¿n^ K0(¿na)}¿na, 2^ C = A{J0 (¿na) + —— J0(¿na)}¿na. 2^

Pentru a determina A avem condiția ca atunci când

r = b,   7 = He¿pt,

deci Heipt = {BJ0(¿nb) + CK0(¿nb)}e¿pt.

Pentru a găsi căldura produsă în tub, avem nevoie de valoarea lui θ când r = b; dar aici

θ = -   {BJ0 (¿nb) + CK0 (¿nb)}e¿pt.

Eliminând B și C din aceste ecuații, găsim

— θ = partea reală a Heipt x

4π

Jo (¿na)K¿ (¿nb) — (¿nb)K¿ (ina) +   [Jo (rna)K0 (¿nb) — J0 (¿nb)Ko (¿na)]}

J0(¿na)Ko(¿nb) — Jo(¿nb)K0(¿na) +   [Jo(¿na)Ko(¿nb) — Jo(¿nb)Ko(¿na)]

Efectul pe care îl luăm în considerare este unul care se observă atunci când rata de alternanță a curentului este foarte mare, astfel încât atât na cât și nb sunt foarte mari; dar când acesta este cazul

gna J0(¿na) =   , \2 wa,gna J0 (¿na) =— ; \2vna
Ko(rna) = g~na^ gnb Jo(inb) =   b ■K'o (ma) =; lgnb Jo (tnb)=... --b
'
Ko(rnb)= g-''bJ 2^ ;   " <'«ь) = «-"Æ

făcând aceste substituții și scriind h pentru b — a, găsim

— θ = parte reală a

gnh g~nh I na (gnh I g—nh\ ση ______________2И________________ HgP:

d” gnh ig~nh i n& (gnh g—nh)

(62)

Acum, deoarece na este foarte mare, na/μ este, de asemenea, foarte mare pentru metalele nemagnetice și chiar și pentru metalele magnetice dacă frecvența curenților în primar este extrem de mare; dar când acesta este cazul, atunci, dacă h este atât de mic încât n2ah^ nu mai este mare, putem scrie ecuația (62) ca

zrn gnh I g nh

— θ = parte reală din ------------------ Hgipt.

4π gnh — g~nh

(63)

Deoarece n = {4πμιρ/σ}2, putem scrie n = ni (1 + ¿), unde ni = {2πμρ/σ}î, iar ecuația (63) devine

σ»ι g2nih — g 2nih + 2sin2n1h TT

θ =---------—t--------—7----------- H cos pt

T g2nih g g-2nih _ 2 cos 2n1h

σ»ι g2nih — g~2nih — 2sin2n1h TT . t.

+ —-------—7----7—7------------ H sinpt. (64)

|- g2nih g g-2nih _ 2cos2n1 h v 7

Pentru a calcula partea de energie care curge în tub, care este convertită în căldură, trebuie să luăm în considerare doar partea care curge pe suprafața exterioară a tubului, deoarece energia care curge pe suprafața interioară este egală cu cea care curge în dielectric. în interiorul tubului și, deoarece nu există nicio disipare a energiei în această regiune, media fluxului de energie pe suprafața interioară a tubului trebuie să dispară. De aici

cantitatea de căldură produsă în unitate de timp în tub este egală prin ecuația (36) cu valoarea medie a

— 1ЬθH cos pt,

unde a fost luat semnul — deoarece mișcarea de translație a unui șurub din dreapta care se răsucește de la θ la H este radial spre exterior; aceasta prin (64) este egală cu

an^b (e2raih — , 2n h + 2sin2n1h) ^2

16π e2rai h + e_2rai h — 2 cos 2n1h ,

când n1h este foarte mare, acesta este egal cu

an1b H2

16π '

care este (Art. 286), așa cum trebuie să fie, la fel ca și pentru un cilindru solid de raza b.

Când h este mic și n2ah/p nu mare trebuie să luăm în considerare termenii pe care i-am neglijat pentru a ajunge la expresia precedentă.

În acest caz, rezultă din (62) că

(ffp2a2h/a)H cos pt   1paH sin pt

1 + I v2y2a2h2 a2   2 1 + 4ff2p2a2h2/a2 '

(65)

astfel încât rata de producere a căldurii este

1 (^p2a2bh/a)H2

4 1 + 4ff2p2a2h2/a2 '

Astfel dispare când h = 0 și este maxim când

h =

A

2'Kapi

rata de producere a căldurii este atunci

1 pbaH 2,

și suportă la rata atunci când tubul este solid raportul

ffpa n1a   '

care este egal cu n1a/2^.

Deoarece n1a/p este foarte mare, căldura produsă într-un tub de această grosime este mult mai mare decât cea produsă într-un cilindru solid.

Să luăm cazul unui tub de tablă a cărui rază internă este de 3 cm. înconjurat de o bobină primară care transportă un curent care produce o sută de mii de vibrații pe secundă, de vreme ce în acest caz

σ =1,3 x 104,   a =3, p 2v x 105, μ =1,

grosimea care dă producția maximă de căldură este de aproximativ 1/90 de milimetru, iar căldura produsă este de aproximativ 26 de ori mai mare decât ar fi produsă într-un cilindru de staniu solid de aceeași rază cu tubul.

Vedem din ecuația (65) că amplitudinea lui 0 se micșorează pe măsură ce grosimea plăcii crește, dar că atunci când placa este indehnit subțire fazele intensității electromotoare tangenţiale și ale forței magnetice tangenţiale diferă cu un sfert de perioadă; produsul acestor cantități

va fi astfel proporțional cu $\sin 2pt$ și, pe măsură ce valoarea medie a acesteia dispare, nu există energie convertită în căldură în tub. Pe măsură ce grosimea tubului crește, amplitudinea lui θ scade, dar faza lui θ ajunge mai aproape la unison cu cea a lui H. Putem considera θ ca fiind alcătuit din două oscilații, una fiind în aceeași fază cu H, în timp ce faza a celuilalt diferă de cel al lui H cu un sfert de perioadă. Amplitudinea celei de-a doua componente se diminuează pe măsură ce grosimea tubului crește, în timp ce cea a primei componente atinge un maxim atunci când $h = \sigma/2\pi\alpha\rho$.

În investigarea căldurii produse atunci când h este mic, na/μ a fost considerat mare. Cu toate acestea, putem arăta cu ușurință că, dacă nu este cazul, căldura produsă într-un tub subțire nu o va depăși pe cea produsă într-un cilindru solid.

Vibrații ale sistemelor electrice.

288.] Dacă distribuția energiei electrice pe un sistem în echilibru electric este brusc perturbată, electricitatea se va redistribui astfel încât să tinde să revină la distribuția pe care o avea atunci când se afla în echilibru electric; pentru a efectua această redistribuire vor fi porniți curenți electrici. Curenții posedă energie cinetică care se obține în detrimentul energiei potențiale a distribuției inițiale a electricității; această energie cinetică va continua să crească până când distribuția energiei electrice va fi aceeași cu cea în starea din care a fost deplasată. Deoarece această stare este una de echilibru, energia sa potențială este minimă. Energia cinetică pe care a dobândit-o sistemul o va transporta prin această stare, iar sistemul va continua să piardă și să recâștige energie potențială până când energia cinetică va fi

toate au dispărut. Sistemul își va reveni apoi pe pași, iar dacă nu există nicio disipare a energiei va recăpăta din nou distribuția de electricitate de la care a pornit. Distribuția energiei electrice pe sistem va oscila astfel înapoi și înainte; În articolele următoare ne vom strădui să calculăm timpul necesar unor astfel de oscilații pentru unele dintre sistemele electrice mai simple.

Oscilații electrice când două sfere egale sunt conectate printr-un fir*.

289.] Primul caz pe care îl vom lua în considerare este cel al a două sfere egale, sau oricare două corpuri care posedă capacități electrice egale, conectate printr-un fir drept. Acest caz poate fi rezolvat deodată prin intermediul analizei prezentate la începutul acestui capitol.

Să luăm punctul de pe fir la jumătatea distanței dintre sfere ca origine a coordonatelor și axa firului ca axa lui z. Vom presupune că potențialul electrostatic are valori egale și opuse în punctele firului

echidistante de origine și pe părțile opuse ale acestuia. Folosind apoi aceeași notație ca la art. 271, putem pune

φ = L(e¿mz - e~¿mz) Jo(¿mr)e¿pí, în fir, ______________ L(c¿mz ¿mz)^¿pt

aproximativ, deoarece mr va fi foarte mic. Astfel E, intensitatea electromotoare externă paralelă cu firul, este egală cu

-imL(emz + e~¿mz)e¿pt.

Dacă 2l este lungimea firului, atunci potențialul sferei la capătul z = l, va fi

2lL sin mle¿pt.

Dacă C este capacitatea sferei de la un capăt al firului, cantitatea de electricitate de pe sferă este

2lCL sin mledpt,

iar aceasta crește în ritm

— 2CpL sin mleipt.

Vezi JJ Thomson, Proc. Lond. Matematică. Soc. 19, p. 542, 1888.

Acum, creșterea încărcăturii sferei trebuie să fie egală cu curentul care curge prin fir în punctul z = l, prin urmare, dacă I desemnează acest curent, avem

I = -2CpL sin mleLpt,

dar prin ecuația (39) a art. 272 avem

E = (¿pP + Q)I,

de unde înlocuind valorile pentru E și I când z = l, obținem

—2¿mL cos mleLpt = — (¿pP + Q)2CpL sin mlépt,

sau   m cot ml = — ¿p(¿pP + Q)C.(66)

290.] Să considerăm mai întâi cazul când lungimea de undă a vibrațiilor electrice este mult mai mare decât firul; aici ml este foarte mic, astfel încât ecuația (66) devine

l = -¿p(¿pP + Q)C.   (67)

Valorile lui P și Q, autoinducția și impedanța firului, sunt date în ecuația (40) din art. 272; ele depind de frecvența vibrațiilor

electrice. Când aceasta este atât de lent încât na este o cantitate mică, a fiind raza firului, atunci aproximativ

P =L

Q=R

unde L este coeficientul de autoinducție și R rezistența întregului

sau

(68)

fir pentru curenți continui.

Înlocuind aceste valori în (67), obținem

22 (¿p)2L + ¿pR + — = 0,

C

R2R2 _

¿p = _ 2L ± ¿\~CL ~ 4L :

Deoarece diferitele mărimi care fixează starea câmpului electric conțin eipt ca factor, vedem că atunci când 8L > CR2 aceste mărimi vor fi proporționale cu

-R-1

e 2L cos

2 R2 \ 2

cl “ 4l4 *+ “

unde a este o constantă.

Aceasta reprezintă o oscilație a cărei perioadă este

/ f 2 R2 Ί 2

27 [CL ~ 4L2/ ' şi a cărui amplitudine dispare la 1/e din valoarea sa iniţială după timpul 2L/R.

Astfel, dacă 2/CL este mai mare decât R2/4L2, adică dacă R2 este mai mic de 8L/C, sarcinile de pe sfere vor suferi oscilații precum cele efectuate de un pendul într-un mediu rezistent.

Să presupunem, de exemplu, că legătura electrică dintre sfere este întreruptă și o sferă A să fie încărcată cu pozitiv, cealaltă sferă B cu o cantitate egală de electricitate negativă; dacă acum conexiunea electrică dintre sfere este restabilită, sarcina pozitivă pe A și negativă pe B se vor diminua până când după un timp ambele sfere sunt libere de electrihcare. Ele nu vor rămâne totuși în această stare, deoarece electricitatea negativă va începe să apară pe A, pozitivă pe B, iar aceste sarcini vor crește în cantitate până când (neglijând rezistența circuitului care leagă sferele) sarcinile de pe A și B vor apărea să fie interschimbată, existând acum pe A aceeași cantitate de electricitate negativă ca și pe B, în timp ce sarcina pe B este aceeași cu cea inițial pe A. Când sarcina negativă pe A a atins această valoare, începe să scadă, iar după un timp ambele sfere sunt din nou libere de electrihcation. După această electricitate pozitivă începe să reapară pe A și crește până când sarcina pe A este aceeași cu cea de la început; această sarcină pozitivă scade apoi, dispare și este înlocuită cu una negativă ca înainte. Astfel, sistemul se comportă ca și cum sarcinile ar vibra înapoi și înainte între sfere. Modificările care au loc în sarcinile electrice de pe sfere sunt desigur însoțite de curenți în fir, acești curenți urmând uneori într-o direcție, alteori în sens opus.

Când circuitul are o rezistență hnită, amplitudinea oscilațiilor se micșorează treptat, în timp ce dacă rezistența este mai mare de (8L/C)1 nu vor exista deloc vibrații, dar sarcinile vor scădea la zero fără a schimba vreodată semnul; în acest caz, curentul din firul de legătură este întotdeauna într-o singură direcție.

291.] Dacă presupunem că lungimea de undă a vibrațiilor electrice este atât de mare încât curentul poate fi considerat uniform de-a lungul firului și

că vibrațiile sunt atât de lente încât curentul este distribuit uniform pe fir, descărcarea unui condensator poate fi investigată cu ușurință prin următoarea metodă, care se datorează lui Lord Kelvin (Phil. Mag. [4], 5, p. 393). , 1853). Fie Q cantitatea de electricitate de pe una dintre plăcile unui condensator a cărui capacitate este C' și ale cărui plăci, la fel ca cele ale unui borcan Leyden, se presupune că sunt apropiate între ele; Fie de asemenea R rezistența și L coeficientul de autoinducție pentru curenții continui ai firului care leagă plăcile. Forța electromotoare care tinde să crească Q este —QIC'; din acest RdQ/dt este necesar pentru a depăși rezistența și L d2Q|dt2 pentru a depăși inerția circuitului; deci avem

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C'} = 0. \qquad (69)$$

Soluția acestei ecuații este, dacă

1   R2

C0L > 4L2 '

Q = Ae Rt cos

R2 \ 2 4L2)

unde A și β sunt constante arbitrare.

În acest caz avem o descărcare oscilativă a cărei frecvență este egală

Când / 1R2 \ 2 \CL ~ 4L2) : 1R2 C0L < 4L2 '

soluția ecuației (69) este

R, (Í R2 I \ 21_(R2 I \ 21

Q = e~ 2L 4 Aó 4L2   t + Fi V4L2t

unde A și B sunt constante arbitrare. În acest caz, descărcarea nu este oscilativă.

Pentru a compara rezultatele acestei investigații cu cele ale celei anterioare, trebuie să ne amintim că capacitățile care apar în cele două investigații sunt măsurate în moduri oarecum diferite. Capacitatea C în prima investigație este raportul dintre sarcina de pe condensator și φ sa

potenţial; in a doua investigatie C' este raportul dintre sarcina si 2φ, diferenta dintre potentialele placilor, astfel incat pentru a compara rezultatele trebuie sa punem C' = C/2; daca facem acest lucru rezultatele date de cele doua investigatii sunt identice.

292.] Existența vibrațiilor electrice pare să fi fost suspectată pentru prima dată de Dr. Joseph Henry în 1842 din unele experimente pe care le-a făcut cu privire la magnetizarea acelor plasate într-o bobină în circuit cu un fir care lega interiorul de exteriorul unui înveliș. Borcanul Leyden. El spune (Scientific Writings of Joseph Henry, Vol. I, p. 201, Washington, 1886): „Această anomalie care a rămas atât de mult timp neexplicată și care la prima vedere pare în contradicție cu toate ideile noastre teoretice despre conexiunea electrică. și magnetism, a fost, după un studiu considerabil, referit în mod satisfăcător de către autor la o acțiune de descărcare a borcanului Leyden care nu fusese niciodată recunoscută înainte. Deversarea , oricare ar fi natura ei, nu este corect reprezentată (folosind pentru simplitate teoria lui Franklin) prin simplul transfer al unui fluid imponderabil dintr-o parte a borcanului în cealaltă, fenomenul ne impune să admitem

existența unui descărcarea principală într-o direcție și apoi mai multe acțiuni reflexe înapoi și înainte, fiecare mai slabă decât precedenta, până la obținerea echilibrului. Toate faptele sunt arătate a fi în concordanță cu această ipoteză și o explicație rapidă este oferită de ea pentru o serie de fenomene care se găsesc în lucrările mai vechi despre electricitate, dar care până acum au rămas neexplicate.

În 1853, Lordul Kelvin a publicat (Phil. Mag. [4], 5, p. 393, 1853) rezultatele pe care tocmai le-am dat în Art. 291, dovedind astfel prin legile actiunii electrice ca vibratiile electrice trebuie produse atunci cand un borcan Leyden este scurtcircuitat de un fir de rezistenta nu prea mare.

Din 1857 până în 1862, Feddersen (Pogg. Ann. 103, p. 69, 1858; 108, p. 497, 1859; 112, p. 452, 1861; 113, p. 437, 1861; 1862, p. 1813, 1861;) a publicat relatări ale unor experimente frumoase prin care a demonstrat caracterul oscilator al descărcării borcanului. Metoda sa a constat în punerea unei ruperi de aer în circuitul de sârmă care unește cele două învelișuri ale borcanului. Când curentul prin acest fir se apropie de intensitatea sa maximă, o scânteie trece prin circuit, dar când curentul este aproape de valoarea sa minimă, forța electromotoare nu este suficientă pentru a produce scântei în întreruperea aerului, care, prin urmare, în aceste perioade nu este luminoasă. Astfel imaginea spațiului aerian format prin reflexia dintr-o oglindă rotativă va fi desenată într-o serie

a spațiilor luminoase și întunecate, intervalul dintre două spații întunecate depinde desigur de viteza oglinzii și de frecvența vibrațiilor electrice. Feddersen a observat această apariție a imaginii spațiului aerian și a demonstrat că caracterul oscilator al descărcării a fost distrus prin punerea unei rezistențe mari în circuit cu spațiul aerian, arătând că în acest caz imaginea spațiului aerian era o bandă largă de lumină care se estompează treptat în intensitate în loc de o serie de spații luminoase și întunecate. Acest experiment, care este unul foarte frumos, poate fi repetat fără dificultate. Pentru a excita vibrațiile, acoperirile borcanului trebuie conectate la bornele unei bobine de inducție sau a unei mașini electrice. Este recomandabil să folosiți un borcan mare cu învelișurile conectate printr-un fir cât mai lung posibil. Prin conectarea învelișurilor borcanului printr-un circuit cu auto-inducție foarte mare, Dr. Oliver Lodge (Modern Views of Electricity, p. 377) a produs vibrații electrice atât de lente încât sunetele generate de descărcările succesive formează o notă muzicală.

293.] În cursul cercetării prevăzute la art. 290 am făcut două ipoteze, (1) că ml este mic, (2) că na este, de asemenea, mic, ceea ce implică că curenții sunt distribuiti uniform pe secțiunea circuitului de descărcare. Această condiție este însă foarte rar îndeplinită, deoarece oscilațiile electrice care sunt produse de descărcarea unui condensator sunt în general atât de rapide încât curenții din circuitul de descărcare zboară spre exteriorul firului în loc să se distribuie

uniform pe acesta ; atunci când curenții fac acest lucru, însă, rezistența circuitului depinde de frecvența vibrațiilor electrice, iar investigația art. 290 trebuie modificat. Înainte de a trece la dezbaterea acestui caz vom nota condițiile care trebuie să fie îndeplinite atunci când este aplicabilă ancheta precedentă.

În primul rând, ml trebuie să fie mic; acum prin art. 263 avem când na este mic,

m2 = —tp (rezistența unității de lungime a firului)x

(capacitatea unității de lungime a firului),

prin urmare   m2l2 = — 1 ¿pRlT,

unde, ca și înainte, R este rezistența întregului circuit de descărcare, în timp ce Γ este capacitatea unității de lungime a firului.

Dar prin ecuația (68) când descărcarea este oscilativă, avem R f 2 R2 ΊΙ2

¿P = ~2L ± ¿[LC ~ IL2 J ;

astfel modulul lui ¿p este egal cu

f 2 1 2

ILCl,

prin urmare, când ml este mic,

Ш

7CL

trebuie să fie mic.

Cealaltă condiție este că na este mic, care din moment ce

2   2 . Ь/'T

n = m 4---------,

iar ml este, de asemenea, mic, este echivalent cu condiția că

4πμιρα2/σ

ar trebui să fie mic. Deoarece modulul lui ¿p este egal cu {2/LC} 1, vedem că dacă n2a2 este mic,

4ff^a2{2/LC }2 /σ

trebuie să fie mic. Capacitatea C care apare în această expresie este măsurată în unități electromagnetice, valoarea sa în astfel de măsură este doar 1/V2 (unde „V” este raportul unităților și V2 = 9 x 1020) a valorii sale în măsură electrostatică. Astfel expresia care trebuie să fie mică pentru a asigura starea pe care o luăm în considerare, conține factorul mare 3 x 1010, astfel încât pentru a îndeplini această condiție capacitatea și autoinducția circuitului trebuie să fie foarte mari atunci când circuitul de descărcare este format din metal. sârmă de dimensiuni obișnuite. Astfel, pentru a lua un exemplu, să presupunem că două sfere fiecare de un metru în rază sunt conectate printr-un fir de cupru de 1 milimetru în diametru. În acest caz

C =1/9 x 1018, σ = 1600, a = .05,   μ = 1,

înlocuind aceste valori constatăm că pentru a ne asigura că na este mic, auto-inducția circuitului trebuie să fie comparabilă cu valoarea enorm de mare 1011, care este comparabilă cu auto-inducția unei bobine cu 10.000 de spire de sârmă, bobina. având un diametru de aproximativ jumătate de metru.

Rezultatul acestui exemplu este suficient pentru a arăta că numai atunci când auto-inducția circuitului sau capacitatea condensatorului este excepțional de mare se aplică o teorie bazată pe presupunerea că na este o cantitate mică, este deci importantă pentru a lua în considerare cazul în care na este mare și curenții din circuitul de descărcare sunt pe suprafața firului.

294.] Teoria acestui caz este dată în art. 274, și vedem din ecuațiile (42) și (43) ale acelui articol că atunci când frecvența vibrațiilor este atât de mare încât na și n'b (folosind notația art. 274 și presupunând că firul care leagă sferele este un cablu a cărui rază exterioară este b) sunt cantități mari, ecuația (66) din art. 289 devine

m cot ml =

—2¿p {¿plogb/a + (¿p)2 (pn/4aa2)1 +(¿p)1 (/'σ'/4ab2)2} C.

Menținând condiția ca ml să fie mic, ceea ce va fi cazul când lungimea de undă a vibrațiilor electrice este mult mai mare decât lungimea circuitului de descărcare, această ecuație devine

1

Cl

= — ¿p ¿p2log(b/a) + (¿p)2 2<jj/m |-a2!1 + í//σ' |-|.>2! 2}

pe care o vom scrie ca

2

C

= —¿p] ¿pL' + 2(¿p)2 S

(70)

unde L' este coeficientul de autoinducție al circuitului de descărcare pentru curenți alternativi extrem de rapidi, iar S este scris pentru

|íσ// |-;r!2 ■ ¡σ'// lab2; 2| 2l.

Prin art. 274,   L' = L — /l,

unde L este autoinducția circuitului pentru curenți continui. Dacă scriem x pentru ¿p, ecuația (70) devine

prin urmare

sau

3   2

x2L' + 2x2 S + — = 0,

C

/   2 λ 2

Í x2L' + —) = 4x3S2,

C

L'2x4 - 4S2x3 + 4^x2 +   = 0,

C   C2

(71)

o ecuație biquadratică pentru a determina x.

Dacă au loc oscilații electrice, rădăcinile acestei ecuații trebuie să fie imaginare.

Din teoria ecuației biquadratice (Burnside și Panton, Theory of Equations, § 68)

$ax^4 + 4bx^3 + 6cx^2 + 4dx + e = 0$,

stim ca daca

$H = ac - b^2$, $I = ae - 4bd + 3c^2$, $G = a^2d - 3abc + 2b^3$,

$J = as + 2bcd - ad^2 - eb^2 - c^3$, $\Delta = I^3 - 27 J^2$;

Condiția ca rădăcinile biquadraticului să fie toate imaginare este ca Δ să fie pozitiv, precum și una dintre următoarele două mărimi H și $a^2I - 12H^2$.

Împărțind ecuația (71) la L'2, vedem că pentru ecuația (71)

H = 2^_ A г = 16   1

3 L'C   L'4 ;3 L'2C2 ;

S2 Í CS4 ΄I 641 Í 27 CS4 ΄I

= 2GC' t _ IE J ;   = 27 L'3C3\ ~ 16 T'ț '

Prin urmare, vedem că $a^2I - 12H^2$ și Δ sunt ambele pozitive, dacă

$S^4 < 32L'^3/27C$,

adica daca

(11 0 4

16l4 | (σμ/4πα2)2 + (σ'μ'Tb2!2 j· < 32L'3/27C,

care este condiţia ca sistemul să execute vibraţii electrice.

Când sferele sunt conectate printr-un fir liber și nu printr-un cablu, σ'/b2 dispare, iar condiția ca sistemul să oscileze se reduce la

2   2 2'32

l (σμ/πα) < 32L /2íl C.

Rezultatele oferite de metoda lui Ferrari pentru rezolvarea ecuațiilor biquadratice sunt prea complicate pentru a avea o mare valoare practică în determinarea rădăcinilor ecuației (71), nici, deoarece rădăcinile sunt imaginare, nu putem aplica metoda foarte convenabilă cunoscută sub numele de metoda lui Horner pentru a determina valoarea numerică a acestor rădăcini la orice precizie necesară.

295.] În scopul analizei naturii oscilațiilor electrice este convenabil să luăm în considerare separat părțile reale și imaginare ale Lrp, x din ecuația (71). Partea reală, presupusă negativă, determină

rata cu care vibrațiile electrice dispar, în timp ce partea imaginară dă perioada acestor vibrații. Vom continua acum să arătăm cum poate fi tratată ecuația (71) astfel încât să admitem ca părțile reale și imaginare ale lui x să fie determinate separat prin metoda lui Horner.

Dacă punem

c S2

ξ =x - -L ■

ecuația (71) devine

ξ4 + 6H<2 + 4G< + I - 3H2 = 0, (72)

unde H, G, I sunt mărimile ale căror valori tocmai le-am notat. Deoarece coeficientul lui ξ3 din această ecuație dispare și deoarece rădăcinile sale sunt complexe prin ipoteză, vedem că partea reală a unei perechi de rădăcini va fi pozitivă, cea a celeilalte perechi negativă: perechea de rădăcini ale cărei părți reale sunt negative sunt cele care corespund rezolvarii problemei electrice. Căci dacă partea reală a lui ξ ar fi pozitivă și partea reală a lui ¿p ar fi și ea pozitivă, astfel încât o astfel de rădăcină ar corespunde unei vibrații electrice a cărei amplitudine a crescut constant cu timpul.

Rădăcinile ecuației (72) vor fi de forma

X1 + ¿У1, X1 - ¿У1, -X1 + ¿У2, -X1 - ¿У2-

Vom continua acum să arătăm cum x1 poate fi determinat în mod unic. Deoarece 6H, —4G, I — 3H2 sunt, respectiv, sumele produselor rădăcinilor ecuației (72) doi și doi, trei și trei și toate împreună, avem

У2 + У2 - 2x1 = 6H; (73)

x1(y2 - y2) = 2G; (74)

(x1 + y2)(x2 + У2) = I - 3H2,

sau x4 + x2(y2 +y2) + 1-1 (y2+ y2)2- (112- ?/2)2l- = I - 3H2

sau X1 + x1(y1 +y2) + 4 f(y1+ y2)(y1 y2) g = 13H ·

Eliminând y2 + y2 și y2 — y2 prin ecuațiile (73) și (74), obținem

G2

4x4 + 12Hx2 + (12H2 - I) - — = 0, X1

sau punând x1 = p,

$4p^3 + 12Hp^2 + (12H^2 - I)p - G^2 = 0.$ (75)

Deoarece ultimul termen al acestei expresii este negativ, există cel puțin o rădăcină reală pozitivă a acestei ecuații și, deoarece valorile date pentru H și I arată că atunci când Δ este pozitiv 12H2 — I este în esență negativ, vedem prin regula lui Fourier că există este doar o astfel de rădăcină. Dar, deoarece x1 este real, valoarea lui η va fi pozitivă, astfel încât rădăcina pe care o căutăm va fi rădăcina reală pozitivă unică a ecuației (75), care poate fi determinată cu ușurință prin metoda lui Horner. Valoarea lui x1 este egală cu minus rădăcina pătrată a acestei rădăcini, iar cunoscând x1 putem găsi lv2, pătratul rădăcinii corespunzătoare.

frecvență unică din ecuațiile (73) și (74). Putem astfel în orice caz special să determinăm cu ușurință decrementul logaritmic și frecvența vibrațiilor.

296.] Dacă în ecuația (75) înlocuim valorile lui G, H și I și scriem

lc = ζ, cs4/l'3 = q,

acea ecuație devine

ζ3 + 2ζ2(1 - 2q) - c(3q2 - 4q) - q(1 - q)2 = 0.

Prin aproximații succesive, putem extinde ζ în termeni de q și, prin urmare, atunci când CS4/L" este mic aproximativ la valoarea lui ζ. Primul termen în

această expansiune este ζ = (q/2)2,
sau deoarece L0Cx21 = ζ, S X1 =115 : 2 4 C 1 L' 4

Valoarea corespunzătoare a lui y2 determinată de ecuațiile (73) și (74) este, reținând doar cea mai mică putere a lui q , aproximativ,

2 2(2 1 SC4)

У1 = LC \ ¡3 j :

Acum S = |(μσ/4πα2) 1 + (μ'σ'/4πB2)21 2l,

și, aproximativ, 22 У1 = L'C;
și Sy 2 x 11, 2 2 L

deci vedem,

X1 = -L {(h^yi/2ffa2)2 + (µ'σ'^ι/2πó2) 11.

Dar prin art. 274, cantitatea cuprinsă între paranteze este egală cu Q, impedanța unității de lungime a circuitului când frecvența de vibrație este y1/2v; astfel avem

Q X1 = - 2L;

unde Q este impedanța întregului circuit.

De cand

S2

¿P = X1 + Lyi + —

= xJ 1 - (2q) H + Lyi,

partea reală a lui ¿p diferă de x1 printr-o cantitate care implică q. Neglijând acest termen, vedem că expresia pentru amplitudinea vibrațiilor conține factorul e_2L0*. Comparând acest lucru cu factorul e_2L*, care apare atunci când oscilațiile sunt atât de lente încât curentul este distribuit uniform pe secțiunea transversală a firului de descărcare, constatăm că, în ordinea noastră de aproximare, putem folosi o formulă similară pentru vibrații rapide. scăderea amplitudinii la ceea ce este valabil pentru vibrațiile lente, cu condiția să folosim impedanța în loc de rezistență și coeficientul de autoinducție pentru vibrații infinit de rapide în loc de cel pentru cele infinit de lente. Acest rezultat este, totuși, adevărat numai atunci când CS4/L'3 este o cantitate mică. Acum, dacă conductorul extern este atât de departe încât µ'σ'/b2 este mic în comparație cu µσ/a2, atunci

n 1 ́I 4

S4 = {2/(µσ/Iva2; 2} = 4l^2R2,

unde R este rezistența întregului circuit la curenții continui. Înlocuind această valoare pentru S4, vedem că condiția ca CS4/L'3 să fie o cantitate mică este ca Cl2y2R2/4L'3 să fie mic. Când acesta este cazul, vedem că, neglijând efectul conductorului extern,

X1 = - L (µσ//ι/2va2)2 .

Deoarece x1 este proporțional cu µ 2, rata de decădere a vibrațiilor va fi mai mare atunci când firul de descărcare este din fier decât atunci când este realizat.

a unui metal nemagnetic de aceeași rezistență. Acest lucru a fost observat de Trowbridge (Phil. Mag. [5], 32, p. 504, 1891).

297.] Am presupus în lucrarea precedentă că lungimea undei electrice este mare în comparaţie cu cea a firului; avem prin ecuația (66)

m cot ml = — bp{bpP + QgC.

Când frecvența este foarte mare, bpP va fi foarte mare în comparație cu Q, prin urmare această ecuație poate fi scrisă ca

m cot ml = p2PC.

Acum, dacă V este viteza luminii în dielectric, p = Vm, deci avem cot ml   V22PlC

ml   2l2

Acum 2Pl este egal cu L', auto-inducția circuitului de descărcare pentru vibrații absolut rapide, iar V2C este egal cu măsura electrostatică a capacității sferei pe care o vom nota cu [C], de aceea ecuația anterioară poate fi scris ca

pat ml   L'[C]

ml 2l2

Astfel, dacă L'[C]/2l2 este foarte mare, ml va fi foarte mic; dacă, pe de altă parte, L'[C]/2l2 este foarte mic, cot ml va fi foarte mic, sau ml = (2j + 1) — aproximativ, unde j este un număr întreg. Deoarece 2^/m este lungimea undei electrice, aceasta din urmă va fi egală cu 4l, 4l/3, 4l/5 ..., sau lungimea semi-undă va fi un submultiplu impar al lungimii firului de descărcare. Suntem limitați de investigația noastră la submultiplu impar, deoarece am presupus că curentul din firul de descărcare este simetric față de punctul de mijloc al acelui fir. Dacă renunțăm la această presupunere, descoperim că lungimea semi-undă poate fi orice submultiplu al lungimii firului. Frecvențele vibrațiilor sunt astfel independente de capacitatea de la capătul firului, cu condiția ca aceasta să fie suficient de mică pentru a face L[C]/2l2 mic. În acest caz, vibrațiile sunt determinate doar de condiția ca curentul din firul de descărcare să dispară la extremitățile sale.

Vibrații de-a lungul firelor în arc multiplu.

298.] Când capacitățile conductoarelor de la capetele unui singur fir sunt foarte mici, am văzut că cea mai gravă vibrație electrică are ca lungime de undă de două ori lungimea firului și că celelalte vibrații sunt armonice ale acestuia. Vom investiga acum perioadele de vibrație ale sistemului când cei doi conductori de capacitate mică sunt conectați prin două sau mai multe fire în paralel. Primul caz pe care îl vom lua în considerare este cel reprezentat de Fig. 109, unde în legătura dintre punctele A și F avem bucla BCED.

D

Fig. 109.

Am dovedit în art. 272 că relația dintre curentul I și intensitatea electromotoare externă E este exprimată prin ecuație

$E = \{ipP + Q\}I.$

În cazul în care, ca în acest caz, vibrațiile sunt suficient de rapide pentru a face na mare, termenul ipP este mult mai mare decât Q, putem, prin urmare, în scopul nostru, să scriem această ecuație ca

$E = ipPI,$

(76)

unde P este coeficientul de autoinducție al unității de lungime a firului pentru vibrații infinit de rapide.

Fie poziția unui punct pe AB să fie fixată prin lungimea s_1 măsurată de-a lungul AB din A, cea a unuia pe BCE cu lungimea s_2 măsurată din B, cea a unuia pe BDE cu s_3 măsurată tot din B și a unuia pe EF cu s_4 măsurat din E. Fie 11, l_2, l_3, 14 să desemneze lungimile AB, BCE, BDE și, respectiv, EF și fie P_1, P_2, P_3, P_4 să desemneze autoinducția pe unitate de lungime a acestor fire. Fie φ să desemneze potențialul electrostatic, atunci intensitatea electromotoare exterioară de-a lungul unui fir este -άφ/ds și, deoarece aceasta este proporțională cu curentul, trebuie să dispară la capetele A, F ale firului dacă capacitatea există, așa cum presupunem. , foarte mic.

Prin urmare, de-a lungul AB putem scrie, dacă pfTw este frecvența, $\varphi = a \cos ms_1 \cos pt$,

de-a lungul BCE $\varphi = (a \cos ms_2 \cos ml_1 + b \sin ms_2) \cos pt$,

de-a lungul BDE $\varphi = (a \cos ms_3 \cos ml_1 + c \sin ms_3) \cos pt$,

iar de-a lungul EF $\varphi = d \cos m(s_4 - l_4) \cos pt$.

Echivalând expresiile pentru potențialul la E, avem

$a \cos ml_2 \cos ml_1 + b \sin ml_2 = d \cos ml_4,$

$a \cos ml_3 \cos ml_1 + c \sin ml_3 = d \cos ml_4.$

Curentul care curge de-a lungul AB la B trebuie să fie egal cu suma curenților care circulă de-a lungul BCE, BDE, prin urmare, prin (76) avem

(77)

a sin ml1 Pi

bc P ~ P.

(78)

Din nou, curentul de-a lungul EF la E trebuie să fie egal cu suma curenților care curg de-a lungul BCE, BDE, prin urmare avem

d sin ml4 ¡4   b cos ml2a sin ml2 cos ml1c cos ml3 P2P21P3 a sin ml3 cos ml1 P3. (79)

Obținem din ecuațiile (77) și (78)

f sin ml1 H Pi   cot ml2 cos ml1cot ml3 cos ml4 ΄I P2P3J ,f cosec ml2 cosec ml3 ΄I = — d cos ml4 {-1-> . P2P3

Din ecuațiile (77) și (79) obținem

, f sin ml4 dl   P4cot ml2 cos ml4cot ml3 cos ml4 ΄I P2P3J , f cosec ml2cosec ml3 ΄I = —a cos ml1 <-1-? . P2P3

Eliminând a și d din aceste ecuații, obținem

Í tan ml1 cot ml2

Pi   pT~

cotml3   [tanml4

ait P4

pat ml 2

P2

pat ml3 P3

(cosec ml2 cosec ml3 ΄I 2

p + ~âWI : (80)

Dacă AB și EF sunt lungimi egale ale aceluiași tip de fir, li = l4 și Pi = P4, iar (80) se reduce la forma simplă

tan ml1 cot ml2 ă pT

pat ml3 P3

J cosec ml2

1 P2

cosec ml3

P3

+

luând semnul de sus, avem

bronz ml1 pat 2ml2pat 2ml3

Pi = P2 + P3

dacă luăm semnul inferior, avem

tan mli Pi

(tan iml2 tan 1ml3 ́I

I P2 + P3 L

(81)

(82)

Deoarece m = 2π/A, unde A este lungimea de undă, aceste ecuații determină lungimile de undă ale vibrațiilor electrice.

Dacă toate firele au aceeași rază, Pi = P2 = P3 , iar ecuațiile (81) și (82) devin, respectiv

tan 2πγ = cot [πγ) + cot [πγ),

și

tan 2πγ + tan π-2· + tan π-^ = 0.

(81*)

(82*)

Din aceste ecuații putem determina efectul asupra perioadei al unei modificări a lungimii unuia dintre fire. Să presupunem că lungimea BDE este mărită cu δZ3 și fie δ A creșterea corespunzătoare în A, apoi din (81*)

δA í 7 2 2k11172 k12 .i?2 k13 Ìix,2 k13

— < l1sec —--,12 cosec——+xl3 cosec—-> = //3cosec——

22 2

Din această ecuație vedem că δA și δï3 sunt de același semn, astfel încât o creștere a l3 crește lungimea de undă.

Dacă luăm ecuația (82*), avem

í 7   2 2^l1 ,172 ^l2 ,172 ^l3 Ì 12 ^l3

— < li sec —-----+ 2i2 sec — + 1 iз sec — > = 1 òl3 sec ——

prin urmare, și în acest caz, o creștere a lui l3 crește A. Dacă l3 este inhnită lungimea de undă este 4l1 + 2l2 și submultiplii săi, pe măsură ce micșorăm l3 lungimea de undă se scurtează, deci vedem că efectul introducerii unei căi alternative este pentru a scurta lungimile de undă ale tuturor vibrațiilor. Scurtarea lungimii de undă continuă până când l3 dispare, când lungimea de undă a celei mai grave vibrații este 4l1.

299.] Curenţii prin firele BCE şi BDE sunt la B în proporţie de

cot1 ml2 cot1 ml3

-p~;

dacă luăm vibrațiile corespunzătoare ecuației (81), și în proporție de

tan 1 ml2 tan 1 ml3

-pp~

pentru vibrația dată de (82).

Putem demonstra prin metoda art. 298 că dacă avem n fire între B și F și dacă AB = EF,

tan ml1   cot ml2cot ml3

~P1   P2P3■”

(cosec ml2 cosec ml3 cosec ml4 Ί 1 P2 'P3'P4' Í

Din această ecuație rezultă că dacă oricare dintre fire este scurtat, lungimile de undă ale vibrațiilor sunt, de asemenea, scurtate.

Oscilații electrice pe cilindri.

Perioade de vibrație a electricității pe cavitatea cilindrică din interiorul unui conductor.

300.] Dacă pe suprafața unei cavități cilindrice din interiorul unui conductor se produce o distribuție neregulată a energiei electrice, atunci la înlăturarea cauzei care produce această neregularitate, vor curge curenți de electricitate din

de la o parte a cilindrului la alta pentru a restabili echilibrul electric, vor fi astfel declanșate vibrații electrice ale căror perioade trecem acum să le investigăm.

Luați axa cilindrului ca axa lui z și să presupunem că inițial distribuția electricității este aceeași pe toate secțiunile în unghi drept față de axa cilindrului; va rămâne în mod evident așa, iar curenții care restabilesc distribuția electrică la echilibru vor fi în unghi drept față de axa lui z.

Dacă c este inducția magnetică paralelă cu z, atunci în cavitatea hll cu dielectricul c satisface ecuația diferențială

d2c   d2c1 d2c

dx2 + dy2 = V2 dt2 '

unde V este viteza de propagare a acțiunii electrodinamice prin dielectric.

În conductorul c satisface ecuația

d2c   d2c4πμ dc

dx2 + dy2 σ dt '

unde σ este rezistența specifică și μ permeabilitatea magnetică a substanței.

Transformați aceste ecuații în coordonatele polare r și θ și să presupunem că c variază ca cos зθe^; făcând aceste ipoteze, ecuația diferențială satisfăcută de c în dielectric este

d2c   1 dc / p2s2 λ

dr2   r dr^ y V2r2/'

a cărui soluție este

c = A cos sθJs^eipt,

unde Js desemnează funcția internă a lui Bessel de ordinul al z-lea.

Ecuația diferențială satisfăcută de c în conductor este d2c   1 dcί4πμζρs2 Ίθ

dr2   r dr[σr2 J

Fie n2 = 4πμζρ/σ, atunci soluția acestei ecuații este

c = B cos sθKs(mr)el'pt,

unde Ks desemnează funcția externă a lui Bessel de ordinul al-lea.

Deoarece forța magnetică paralelă cu suprafața cilindrului este continuu, avem dacă a denotă raza cavității cilindrice

/ p \ B

AJA — a) = — Ks(¿na). (83)

W / μ

Intensitatea electromotoare la unghi drept față de r este, de asemenea, continue. Acum curentul în unghi drept față de r și z este

—dc/4'πμ dr,

deci în conductor intensitatea electromotoare perpendiculară pe r şi z este —σdc/4πμ dr. În dielectric curentul este egal cu rata de creștere a deplasării electrice, adică cu ¿p ori deplasarea electrică sau cu ¿pK/4% ori intensitatea electromotoare; vedem că în dielectric 1 dc

intensitatea electromotoare perpendiculară pe r este — —-—, deci avem

K¿p dr

. 4π p . (p \ B .   .

A ,— — Js — a = — maKs (¿na).

K¿p V s VVJ μ

Eliminând A și B din (83) și (84), obținem

(p \

V /   K' (¿na)

---------—— = — ση——----- KV J /pK'(ina).

V a)

1   /l~μ¿ρ

Acum K = — și σ =-----—, astfel încât (85) poate fi scris

V2   n2

p\

V   yv / µ K's(¿na)

pa j (p ЯA   ¿na Ks(¿na)

v)

(84)

(85)

(86)

Acum lungimea de undă a vibrațiilor electrice va fi comparabilă cu diametrul cilindrului, iar valoarea lui p corespunzătoare acestuia va fi suficientă pentru a face na extrem de mare, dar când na este foarte mare avem (Heine, Kugelfunctionen, vol. ip 248)

Ks(¿na) = (-¿)se-na

2na

aproximativ,

deci K's(¿na) = ¿Ks(¿na); astfel, partea dreaptă a lui (86) va fi depășită

foarte mic, iar o soluție aproximativă a acestei ecuații va fi

Js (Va^ = 0.

sp

Aceasta înseamnă că intensitatea electromotoare tangenţială dispare la suprafaţa cilindrului sau că tuburile de inducţie electrostatică îi taie suprafaţa în unghi drept. Rădăcinile ecuației

J (x) = θ,

pentru s = 1,2, 3, sunt date în următorul tabel luat din Teoria sunetului a lui Lord Rayleigh, voi. II, p. 266:—

s = 1	s = 2s = 3
1.841	3.0544.201
5.332	6.7058.015

8.536 9.96511.344
11.706
14.864
18.016

Astfel, când s = 1, perioada cea mai gravă a vibrațiilor electrice este dată de ecuație

V a = 1,841,

sau lungimea de undă a vibrației 2vV=p = .543 x 2 va, și este astfel mai mult de jumătate din circumferința cilindrului. În acest caz, în ceea ce privește aproximațiile noastre, nu există nicio decădere a vibrațiilor, deși dacă luăm în considerare partea dreaptă a lui (86) ar trebui să găsim că există un mic termen imaginar în expresia pentru p, care ar indica o diminuare treptată a vibrațiilor. Dacă nu ar fi rezistența conductorului, oscilațiile ar dura pentru totdeauna, deoarece nu există radiație de energie departe de cilindru. Forța magnetică dispare în conductor, cu excepția doar în vecinătatea cavității, iar undele magnetice emise de o porțiune a pereților cavității vor fi reflectate dintr-o altă porțiune, astfel încât să nu scape energie.

Cilindru metalic inconjurat de un dielectric.

301.] În acest caz, undele care pornesc dintr-o porțiune a cilindrului se îndepărtează prin dielectric și poartă energie cu ele, astfel încât vibrațiile vor dispărea independent de rezistența conductorului.

Folosind aceeași notație ca înainte, avem în cilindrul conductor c = A cos s3Js(mr)cipt,

și în dielectricul din jur

c = B cos s3Ks^Ppt.

Deoarece forța magnetică paralelă cu z este continuă, avem AJS (¿na) = BKs fa) .

µ \ V)

Deoarece intensitatea electromotoare perpendiculară pe r este continuă, avem A -r'f\o 4π P f P \

—LnaJS(¿na) = B—— -KJ — a .

µ K¿p VS \ VJ

Eliminând A și B din aceste ecuații, obținem

N / A

JS (nu)

JS(nu)

4π

K¿V

KS

Ks

sau

1 JS (¿na) ¿na Js (¿na)

V KS (£a) № KS f P a) '

(87)

Acum, ca și înainte, na va fi mare și, prin urmare

¿S^na

JS(¿na) = aproximativ,

V2^na

prin urmare, J'S(¿na) = —¿JS(¿na), iar partea stângă a ecuației (87) este foarte mică, astfel încât forma aproximativă a lui (87) va fi

KS (Va) = 0,   (88)

ceea ce semnifică din nou că intensitatea electromotoare tangențială la cilindru dispare la suprafața acestuia.

Pentru a calcula valorile aproximative ale rădăcinilor ecuației KS(x) = 0, cel mai convenabil este să folosiți expresia pentru KS(x) care procedează cu puteri de 1/x. Această serie este exprimată prin ecuație

K ( ) C í. (12 - 4s2) + (12 - 4s2)(32 - 4s2)

s( ) (¿x) 1 t8¿x+1 . 2(8¿x)2

(12 - 4s2)(32 - 4s2)(52 - 4s2)

1 . 2 . 3(8¿x)3 +

unde C este o constantă (vezi Lord Rayleigh, Theory of Sound, Vol. II, p. 271). Când s = 1,

f i 3

K(x) = C 1 + 8- -

(¿x) 2 L 8¿x

15 105

2(8¿x)2 + 2(8¿x)3

Prin urmare

57

195

(7

(x) = — ¿C-----1 \ 1 +------+ , . Nu ...

(¿x)2 l 8¿x128(¿x)21024(¿x)3

Pentru a aproxima rădăcinile ecuației /v¡(x) = 0, puneți ¿x = y și egalați primii patru termeni din paranteză cu zero; primim

3 7 257195

y + 8y + 128y _ 1024 = '

o ecuație cubică pentru a determina y. O rădăcină a acestei ecuații este reală și pozitivă, celelalte două sunt imaginare; dacă a este rădăcina pozitivă, β ± ¿y cele două rădăcini imaginare, atunci avem

a + 2β

2βα + β2 + y2

α(β2 + y2)

7

_ 8 '

57

128'

195

1024'

Găsim după regulile pentru soluționarea ecuațiilor numerice că a = .26 aproximativ, deci

β = -,56; y = ±.64.

Aceste rădăcini nu sunt totuși suficient de mari pentru ca aproximarea să fie aproape de valorile exacte.

Prin urmare, din ecuația (88), vedem că atunci când s = 1,

sau

-pa = —.56 ± ¿.64;

¿p = (—.56 ± ¿.64) —. A

Aceasta reprezintă o vibrație a cărei perioadă este de 3,1‰a/V și a cărei amplitudine dispare la 1/e din valoarea sa inițială după un timp de 1,8a/V.

Radiația de energie departe de cilindru în acest caz este atât de rapidă încât vibrațiile sunt practic dead beat; astfel, după o vibrație completă, amplitudinea este doar 6_1:74π, sau aproximativ o două sute cincizeci din valoarea sa la începutul oscilației.

302.] Dacă luăm în considerare starea câmpului la o distanță considerabilă de cilindru și reținem în fiecare expresie doar cea mai mică putere a 1/r, aflăm că inducția magnetică c, componentele tangențială și radială θ și R ale polarizarea electrică în dielectric, poate fi reprezentată în mod constant prin următoarele ecuații:

de cand

avem

iar din moment ce

avem

a 1 -·56((Vt - r

c = cos u—1 e   va /cos .64 1 ---------

r 2   da

άθ   1 dc

dt   μ dr''

cos θ 1 κμν e

·56(

dR

dt

1 dc μτ dd'

K

R = AA ÎL 1,34 £ -56()

Kμν r2

.56 cos .64

Vt r

:64 sin :64

Vt — r

A

A

Astfel R dispare în toate punctele dintr-o serie de cilindri concentrici cu cel original ale cărui raze satisfac ecuația

patut :64

Vt — r

A

= 1,13;

distanța dintre cilindrii consecutivi din această serie este

1,57%a.

Tuburile Faraday dintre doi astfel de cilindri formează curbe închise, toate tăind în unghi drept cilindrul pentru care

(Vt — r \

θ = 0; sau cos .64 I ---------) = 0.

A

Tuburile Faraday închise se îndepărtează de cilindru și sunt vehiculele prin care energia cilindrului radiază în spațiu. Axele tuburilor Faraday, adică liniile de intensitate electromotoare dintre doi cilindri la care R = 0, sunt reprezentate în Fig. 110.

Fig. 110.

Geneza acestor tuburi fără sfârşit închise din cele neînchise, care se întindeau iniţial dintr-un punct în altul al cilindrului, despre care putem presupune că a fost electrizat iniţial, astfel încât densitatea suprafeţei era proporţională cu sin 0, este prezentată în Fig. 111. .

Liniile reprezintă schimbările de formă într-un tub Faraday care inițial s-a întins dintr-un loc electric pozitiv într-un loc negativ pe cilindru. Linia exterioară a reprezintă poziția inițială a tubului; când echilibrul este perturbat unele dintre tuburile din interiorul acestuia vor curge în curând în cilindru, iar repulsia laterală pe care au exercitat-o asupra tubului în cauză va fi îndepărtată; presiunea laterală exterioară asupra acestui tub va depăși acum presiunea interioară și va produce adâncitura prezentată în a doua poziție b a tubului; această adâncitură crește până când cele două laturi ale tubului se întâlnesc ca în a treia poziție c a tubului; când aceasta are loc, tubul se rupe, partea exterioară d călătorind în spațiu și formând unul dintre tuburile închise prezentate în Fig. 111, în timp ce partea interioară E trece în cilindru.

Fig. 111.

Dezintegrarea forței magnetice într-un cilindru metalic.

303.] Pe lângă oscilațiile foarte rapide pe care tocmai le-am investigat, există și alte modificări mai lente care pot apărea în starea electrică a cilindrului. Astfel, de exemplu, un câmp magnetic uniform paralel cu axa cilindrului ar putea fi îndepărtat brusc; alterarea forței magnetice ar induce atunci curenți în cilindru a căror acțiune magnetică ar tinde să mențină starea inițială a câmpului magnetic, astfel încât câmpul în loc să se scufunde brusc la zero ar dispărea treptat. Rata cu care starea sistemului se schimbă cu timpul în astfel de cazuri este extrem de lent în comparație cu rata de schimbare pe care tocmai am investigat-o. Folosind aceeași notație ca și în investigația precedentă, va fi suficient de lent pentru a face pa/V o cantitate extrem de mică; când totuși pa/V este foarte mic, K (pa/V) este extrem de mare în comparație cu Ks(pa/V), deoarece (Heine, Kugelfunctionen, vol. ip 237) Ks (0') este egal cu

(-20)*

dsK0(d)

(dd2)s

astfel, deoarece atunci când θ este mic, $K_0(\theta)$ este proporțional cu log0i, $K_s(pa/V)$ este proporțional cu $(V/pa)^s$, iar $K'_s(pa/V)$ cu $(V/pa)^{s+1}$; prin urmare, partea dreaptă a ecuației (87) este extrem de mare, astfel încât o soluție aproximativă a acelei ecuații va fi

$$J_s(ma) = 0.$$

Observăm că această condiție face ca intensitatea electromotoare normală de la suprafața cilindrului să dispară, în timp ce se va aminti că pentru oscilațiile foarte rapide a dispărut intensitatea electromotoare tangenţială. Pe măsură ce intensitatea normală dispare, nu există nicio electrizare pe suprafața cilindrului în acest caz.

Ecuația $J_s(x) = 0$ are un număr inhnit de rădăcini toate reale, ale căror valori mai mici de la s = 0 la s = 5 sunt date în următorul tabel, preluat din Teoria sunetului a lui Lord Rayleigh, voi. eu, p. 274.

s = 0	s = 1	s = 2	s = 3	s = 4	s = 5
2.404	3.832	5.135	6.379	7.586	8.780
5.520	7.016	8.417	9.760	11.064	12.339
8.654	10.173	11.620	13.017	14.373	15.700
11.792	13.323	14.796	16.224	17.616	18.982
14.931	16.470	17.960	19.410	20.827	22.220
18.071	19.616	21.117	22.583	24.018	25.431
21.212	22.760	24.270	25.749	27.200	28.628
24.353	25.903	27.421	28.909	30.371	31.813
37.494	29.047	30.571	32.050	33.512	34.983

Acest tabel poate fi completat cu ajutorul teoremei că rădăcinile mari ale ecuației obținute prin echivalarea funcției lui Bessel cu zero formează aproximativ o progresie aritmetică a cărei diferență comună este π.

Dacă xq reprezintă o rădăcină a ecuației

$$J_s (x) = 0;$$

atunci deoarece p este dat de ecuație

Js (¿na) = 0,

,   24ffn¿p

unde n =-------,

σ

vedem că pq, valoarea corespunzătoare a lui p, este dată de ecuație

σ2

-¿pq a

Astfel, deoarece ¿pq este real și negativ, sistemul pur și simplu dispare în poziția sa de echilibru și nu oscilează în jurul lui.

Termenul în c care a fost inițial exprimat prin

A cos s3Js Í xq—),

A

va fi redus după trecerea unui timp t

A cos sdJs (χ„e Xq'.

\ A/

Dacă numim T timpul care trebuie să treacă înainte ca termenul să se scufunde la 1/e din valoarea sa inițială, „modulul de timp” al termenului, atunci, deoarece

σχ^ '

vedem că modulul de timp este invers proporțional cu rezistența unității de lungime a cilindrului și direct proporțional cu permeabilitatea magnetică. Deoarece μ/σ pentru fier este mai mare decât pentru cupru, forța magnetică va dispărea mai lent într-un cilindru de fier decât într-unul din cupru.

304.] Un caz de mare interes, care poate fi rezolvat fără dificultate prin ecuațiile precedente, este acela în care un cilindru este plasat într-un câmp magnetic uniform care este brusc anihilat, liniile de forță magnetică fiind inițial paralele cu axa lui. cilindrul. Ne putem imagina, de exemplu, că cilindrul este plasat în interiorul unui solenoid drept lung, curentul prin care este întrerupt brusc.

Deoarece în acest caz totul este simetric în raport cu axa cilindrului, s = 0, iar valorile lui ¿p sunt deci

-<2Л04)2 4Jõ/?   -(5·520)2 4^μ·

Acum știm din teoria funcțiilor lui Bessel că orice funcție a lui - poate pentru valori de - între 0 și a fi extinsă sub forma

Ai Jo (χχ—] + A2 Jo [x'2~) + A3J0 (xз_) + ... ·

aaa

unde $x_1 \cdot x_2 \cdot x_3$ ... sunt rădăcinile ecuației

$J_0(x) = 0$.

Astfel, inițial

-

c = Ai Jo Ixi –

A

-

+ A2 Jo (x2~

A

-

+ A3 Jo I x3~ I

A

+ ... ·

deci valoarea lui c după un timp t va fi dată de ecuație

,   / r\ - ° x2f ,[-\ - ° x2f

c = A1 Jo (x^ –) e 1 + A2 Jo (x2 –) e ■·"■■■■'■ 2 + .

aa

astfel încât tot ce trebuie să facem este să găsim coeficienții Ai · A2· A3 : : :.

Vom presupune că inițial c a fost uniform pe secțiunea cilindrului și egal cu c_0.

Apoi, de când

A

dr = 0

j 0 \ a /\ a.

când p și q sunt diferite, vedem că

ra (r) ra

rJ0 xq— dr = Aq

a0

c0

Jo

Acum, de când

dr.

prin urmare

Din nou, de când

Jo (x) H— J0(x) + Jo(x) — 0,

X

d

xJo(x) = —— (xJ’ (x)),

dx

A

0

a2 dr =-------J'o (Xq)

Xq

a2

J1(xq)· xq

J0 (x) +— J (x) + J0(x) — 0,

X

avem, înmulțind cu 2x2J0(x),

d

— {x2J02(x) + x2 J2(x)} = 2xJq (x), dx

x2{J02(x) + J02(x)} = 2 / xJ02(x) dx.

0

prin urmare

Astfel, din moment ce

A

0

J0 (xq)   0;

Ç) dr = 2 a2J02(xq) = 2 x2Jl2(xq)·

Prin urmare, vedem asta

A =   2c0

q   xq Ji(xq);

305.]

UNDE ELECTRICE ȘI OSCILAȚII.

352

prin urmare

Din această ecuație vedem că imediat după ce forța magnetică este îndepărtată c dispare la suprafața cilindrului; de asemenea, deoarece termenii din expresia pentru c corespunzător rădăcinilor mari ale ecuației Jo(x) = 0 dispar mai repede decât cei corespunzători rădăcinilor mai mici, c va fi în cele din urmă reprezentat foarte aproximativ de primul termen din precedentul expresie; deci avem, din moment ce

J1 (2,404) = .519,

/   — \ _ σ 5 78t

c = 1,6coJo (2,404-)e ·■ 5·78í

A

Această expresie este maximă atunci când - = 0 și dispare treptat până la zero când - = a, astfel liniile de forță magnetică dispar cel mai repede la suprafața cilindrului și rămân cel mai mult în centru.

Modulul de timp pentru primul termen este 4πα2μ/5,78σ. Pentru o tijă de cupru de 1 cm. în rază pentru care σ = 1600, aceasta este aproximativ 1/736 dintr-o secundă; pentru o tijă de fier de aceeași rază pentru care μ = 1000, σ = 104, este de aproximativ 2/9 de secundă.

1 dc

305.] Intensitatea curentului este — -— — , deci la distanță -

4πμ d-de la axa cilindrului intensitatea este

co   p____У qae~ îvbg2t

2π μα   J1(xq)

Deoarece în momentul în care forța magnetică este distrusă, c este constantă pe secțiunea transversală a cilindrului, intensitatea curentului atunci când t = 0 va dispărea cu excepția suprafeței cilindrului, unde, după cum arată ecuația de mai sus, aceasta este infinit. După ce a trecut un timp intensitatea curentului va fi reprezentată adecvat de primul termen al seriei, adică de

-

Ji (2.404-

2πμα .52

Aceasta dispare la axa cilindrului și, după cum vedem din tabelele pentru J1(x) (Lord Rayleigh, Theory of Sound, vol. I, p. 265), atinge un maxim atunci când

r

2,404— = 1,841, sau la o distanță de axă aproximativ 3/4 din raza a

cilindru.

Următorul tabel, preluat din lucrarea Prof. Lamb pe acest subiect (Proc. Lond. Math. Soc. XV, p. 143), oferă valoarea inducției totale prin cilindru și forța electromotoare în jurul unui circuit care cuprinde cilindrul pentru o serie de valori de t/τ, unde τ = 4πμο2/σ:—

í/τ	Inducție totală Forța electromotoare/<7co
.00	1.0000infinit
.02	.70141.7332
.04	.59041.1430
.06	.5105.8789
.08	.4470.7195
.10	.3941.6089
.20	.2178.3168
.30	.1220.1765
.40	.0684.0989
.50	.0384.0555
.60	.0215.0311
.70	.0121.0174
.80	.0068.0098
.90	.0038.0055
1.00	.0021.0031

Rata de decădere a curenților și a forței magnetice în cilindri infiniti când curenții sunt longitudinali și forța magnetică transversală.

306.] Am considerat deja această problemă în cazul special când curenții sunt repartizați simetric prin cilindru în art. 262; vom considera acum cazul în care curenții nu sunt aceiași în toate planurile prin axă.

Fie w intensitatea curentului paralel cu axa cilindrului, apoi (Art. 256) în cilindrul w satisface ecuația diferențială

d2w   d2w4πμ dw

dx2   dy2 σ dt

Dacă w' reprezintă viteza de creștere a deplasării electrice paralelă cu z K dZ în dielectricul care înconjoară cilindrul, atunci, deoarece w' este egal cu --—,

4π dt

unde Z este intensitatea electromotoare paralelă cu z axa cilindrului, w' satisface ecuația

d2w' d2w'1 d2w'

dx2 + dy2 V2 dt2

Să presupunem că w variază ca cos sQeLpt, apoi transformând în coordonatele cilindrice r, θ, ecuația satisfăcută de w în cilindru devine

d2w

dr2 +

1 dw r dr

4πμιρ

a cărui soluție este

w = A cos sde¿pt Js(rnr),

Unde

2   4πμιρ

n

;

în timp ce în dielectricul avem

d2w'

ρ2

dr2

1 dw'

r dr + \ V2

s2

+

2 / w' = 0;

a cărui soluție este

w' = B cos sdeLptKs Çpr^ .

Intensitatea electromotoare Z, paralelă cu axa cilindrului, este egală cu aw în cilindru și cu Iwr Kιρ în dielectric. La suprafața cilindrului r = a acestea trebuie să fie egale, deci avem

4π fp '

aAJs(ma) = BKS[—a

Kιρ \ V .

(89)

Dacă θ este inducția magnetică în unghi drept față de r, atunci

d© dZ

dt dr

sau, deoarece θ variază ca eipt,

1 dZ ιρ dr

Astfel, în cilindru

a dw ιρ dr

= — inAJS(ina), la suprafata. ιρ

În dielectric

гл 1 4π p . (p \

θ =----------BK0 —a , la suprafață.

¿p K¿p VSV VJ

Deoarece forța magnetică paralelă cu suprafața este continuă, avem

în cilindru = θ în dielectric,

prin urmare

σ . .   .4π p . / p \

—¿nAJ'S(¿na) = —— f BK's (fda) μ   K¿p V s VVJ

Eliminând A și B din (89) și (90), avem

K (pag

¿naJS(¿na) pavaJ

μMΐHΆ)   VK (pa\ '

A v)

În acest caz pa/V este foarte mic, astfel încât (Art. 303) KS

neapărat proporţională cu

și, astfel

P_

V

KS

Ks

aproximativ;

s

, A

este de aprox-

(90)

(91)

prin urmare ecuația (91) devine

¿naJ'S (¿na) + sµJS (¿na) = 0.

(92)

Funcțiile lui Bessel, totuși, satisfac relația

s

JS (¿na) +----JS(¿na) = JS_ i(¿na),

s ¿na

pentru ca (92) să fie scris

s (µ — 1) JS(¿na) + ¿naJS_1(¿na) = 0.

Pentru substanțele nemagnetice µ = 1, astfel încât această ecuație să se reducă la

JS_1(¿na) = 0.

Inducția magnetică de-a lungul razei este egală cu σ 1 dw ¿pr dd^

în unghi drept cu raza cu care este egală

σ dw

Lp dr

307.] Să considerăm cazul când s =1. Pentru un cilindru nemagnetic n va fi dat de ecuație

Jc/nal = 0;

astfel valorile lui Lp vor fi aceleași cu cele din art. 304, și putem pune w = cos θ [a1J1 ix1e~4κa2xiú +A2J1 ix2—Ì '',2æ2Î + .. -Ì , (93)

unde xb x2 sunt valorile 2,404, 5,520..., care sunt rădăcinile ecuației

Jo(x) = 0.

Forța magnetică de-a lungul razei este așadar

4 va2 sinθ [1 7 r5

—o Ai Ji xi—) e x21 a

r

i 1 д τ7 r 5—"2 x2ti

+---2A2 J1 X2— e 4~a2 2+..

x2 V a/

Dacă inițial forța magnetică este paralelă cu y și egală cu H, componenta radială a forței magnetice este H sin θ; prin urmare, dacă determinăm A1, A2 astfel încât atunci când t = 0 expresia (94) este egală cu H sin θ, atunci ecuația (93) va da curenții generați de anihilarea unui câmp magnetic uniform paralel cu y.

De cand

A

dr.

Ji(x) = -J'o (x),

r 5 Γa

-) dr = — r2

Jo va Jo

Integrand pe parti si amintindu-ne ca Jo(xp) = 0, vedem ca fiecare dintre aceste integrale este egala

A

dr,

p Jo

care este egal cu

de cand

2я3

— J1(Xp); xp

d

——{xJ0> (x)g = —xJ0(x). dx

(95)

Din nou, de când

inmultindu-se cu

primim

d2J1(x)   1 dJ1(x)

X

dx2

dx

2X2 dJ ; dx

/x2J12(x) + x2 f 1 —í dx 1 x2

Prin urmare

= 2xJ12 (x).

Í xji2(x) dx = |ξ^[Ji2(<) + f1 -χ

Jo   2 I\ ζ

<J1 (ζ) + Ji«) = eJo(e), Jo«) = o,

/· în   1

xT2(x) dx =-P212(P) y xJ1(x) dx = 2ζ J1(ζ).

Prin urmare, când xp este o rădăcină a lui Jo(x) = 0,

dr = 2 a2 JVp).

Astfel, din moment ce

avem dacă

(96)

Acum de (94)

Iva2 f A1 (r \ A2 (r \

--\ —2 J1 (xi —) +—2 J1 I x2~) + ...

r22 x1   ax2a

astfel încât

Γ r2Ji (xp -

0a

Iva2 [a

Ap

xp J 0

dr.

H = -

A

0

Prin urmare, prin (95) și (96)

Ap =

H

vaJ1 (xp)

Astfel prin (93), curenții produși prin anihilarea unui câmp magnetic H paralel cu y sunt dați de ecuația

j (r A

H cos θ 'J1 \Xp a)σχ2 t

w =-----------£ Λ ae 4,a2t.

va J1(xp)

Astfel, curenții dispar pe axa cilindrului; când t = 0 ele sunt infinite la suprafață și zero în altă parte.

Când, ca și în cazul fierului, μ este foarte mare, ecuația (92) devine aproximativă

Js(¿na) = 0.

Soluția în acest caz poate fi elaborată pe aceleași linii ca și cea precedentă; pentru rezultatele acestei investigații trimitem cititorul la o lucrare a Prof. H. Lamb (Proc. Lond. Math. Soc. XV, p. 270).

Oscilații electrice pe un conductor sferic.

308.] Ecuațiile satisfăcute în câmpul electromagnetic de componentele inducției magnetice sau ale intensității electromotoare, când aceste mărimi variază ca eipt, sunt, notând oricare dintre ele cu F, ale

forma   d2Fd2Fd2F2 , dx2 + dy2 + dz2 ='()

unde într-un izolator A2 = p2/V2, V fiind viteza de propagare a acțiunii electrodinamice prin dielectric și într-un conductor, a cărui rezistență specifică este σ și permeabilitatea magnetică μ,

A2 = —4πμφ/σ.

În tratarea problemelor despre sfere și unde sferice este convenabil să se exprimă F ca sumă de termeni de forma

f (r)W

unde f (r) este o funcție a distanței de la centru și Yn o funcție armonică sferică de suprafață de ordinul al n-lea. Transformând (97) în coordonate polare, constatăm că f (r) satisface ecuația diferențială

Putem verifica cu ușurință prin substituție că soluția acestei ecuații este, scriind p pentru Ar,

f (r) = -Ί -dP p dp

1 d Ίη / AeLp + Be~Lp

unde A și B sunt constante arbitrare; soluții particulare ale acestei ecuații sunt astfel

(A)

(β)

(У)

(5)

Prima dintre aceste soluții este singura care nu devine inhnită atunci când p dispare, astfel încât este soluția pe care trebuie să o alegem în orice regiune în care p poate dispărea; în cazul sferei este funcția care trebuie utilizată în interiorul sferei; o vom nota prin Sn(p).

În afara sferei, unde p nu poate dispărea, alegerea funcției trebuie să fie guvernată de alte considerații. Dacă luăm în considerare mișcările ondulatorii, atunci, deoarece soluția (y) va conține factorul e^pt-rì, va corespunde unei undă divergente de la sferă; soluţia (5), care conţine factorul el(pt+p), corespunde undelor convergente pe sferă; soluțiile (a) și (β) corespund unei combinații de unde convergente și

divergente; astfel, acolo unde nu există reflexie trebuie să luăm (y) dacă undele sunt divergente, (5) dacă sunt convergente. În alte cazuri, constatăm că A este complex și are forma p + ¿q; în acest caz (a) și (β) vor fi inhnite la o distanță inhnită de la origine, în timp ce dintre cele două soluții (y) și (5) una va fi inhnită, cealaltă zero, trebuie să luăm soluția care

dispare când p este infinit. Vom nota (7) cu E~ (p), (5) cu E+(p), iar când, așa cum vom face uneori, lăsăm întrebarea pe care dintre cele două vom lua nesoluționată până când vom determina A , vom folosi expresia En(p), care desemnează astfel unul sau altul dintre (7) și (5).

Când nu există reflexie, soluția lui (97) este astfel exprimată prin Sn(p)Yn ^ipt în interiorul sferei, En(p)Yn Ept în afara sferei.

În special când Yn este armonia zonală Qn, soluțiile sunt

Sn(p)Qneipt, En(p)QnYpt.

Când Yn este prima armonică teserală, soluțiile sunt

-Sn(p)

r

dQn ^Lpt

άμ

ySn(p)

r

dQn ^.pt

άμ

-En(fi) Q ep' r άμ

Уe (p) dQn p.pt

unde $\mu = \cos\theta$, θ fiind colatitudinea intersecției razei cu suprafața sferei.

309.] Vom trece acum la demonstrarea acelor proprietăţi ale funcţiilor Sn şi En pe care le vom cere pentru investigaţiile ulterioare. Cititorul care dorește mai multe informații despre aceste funcții interesante le poate obține din următoarele surse:

Stokes, „Despre comunicarea vibrațiilor de la un corp vibrant la gazul din jur”, Phil. Trans. 1868, p. 447.

Rayleigh, „Teoria sunetului”, Vol. II, Cap. XVII.

C. Niven, „Despre conducerea căldurii în elipsoidele revoluției”, Phil. Trans. Partea I, 1880, p. 117.

C. Niven, „Despre inducerea curenților electrici în plăci infinite și învelișuri sferice”, Phil. Trans. Partea a II-a, 1881, p. 307.

H. Lamb, „Despre vibrațiile unei sfere elastice” și „Despre oscilațiile unui sferoid vâscos”, Proc. Lond. Matematică. Soc., 13, p. 51, 189.

H. Lamb, „Despre mișcările electrice într-un conductor sferic”, Phil. Trans. Partea a II-a, 1883, p. 519.

V. Helmholtz, „Wissenschaftliche Abhandlungen”, voi. eu, p. 320.

Heine, „Kugelfunctionen”, Vol. eu, p. 140.

Următoarele propoziții sunt pentru concizie exprimate numai pentru funcțiile Sn, deoarece, totuși, demonstrarea lor depinde doar de diferențială

ecuațiile satisfăcute de aceste funcții sunt la fel de adevărate pentru funcțiile β, y, δ.

De cand

sau

n Í 1 d Ί ” sin p

Sn(p) = pn^-^ — p dp p

1 d Í Sn_1 Ί   Sn

pdp\ p”'-1 J   pn '

dSn-1   /-, X aa

---)----(n — 1)Sn—1 = pSn, dp

(98)

prin urmare

dS

n

p ,   nSn — pSn+1·

dp

Înmulțiți (98) cu pn și diferențiați față de p, și obținem d2 c   -
dSn-1n(n - 1)Sn-1

dp2   p

Dar

'n-1

,2

S dS

nn

= (n + 1)-+ ——

dSn

prin urmare

și

(99)

d2Sn-1 +

dp2

2 dSn-1   (n(n - 1)A

----;---r 1   2---- Sn—1 = 0; p dp----p2

'n-1

dS

—pSn-i = (n + 1) Sn + p—.— · dp

(100)

Din (99) și (100), obținem

(2n + 1)Sn + p(Sn-i + Sn+1) — °-

(2n + 1)—— = (n + 1)Sn+i — nSn-i· dp

(101)

Din nou, de când

d2   2 d/

Sn(Ar) + --Sn(Ar) + A2 -dr2   r dr

n(n + 1)

r2

și

d2   2 d/

-2 Sn(A'r) + --Sn (A0r)+ A02 dr2 r dr

n(n + 1) Γ2

avem

r2

d2   d2

Sn(A0r)—Sn(Xr) - Sn(Ar)—Sn(Xr)

+ 2r

dd

J s (\'r)_L s (Ar) — S (Ar)—— S (A'r) s Sn(A ') ώγ*η(A') Sn\Ar)
^Sn(A r)

— (A02 - A2)r2Sra(Ar)Sra(A'r),

și, prin urmare

apoi

Í r2Sn(Xr)Sn(Xr) dr

J a

1 Í   dd1 b

—   ________) r2q (\'r)— S (\r) — r2S (Ar) — S (A0r) l

—   \02 _ \2 Ir Sn(Ar)drn(Ar)r Sn(Ar)drn(Ar)) ;

astfel încât dacă A, A0 satisface ecuațiile

Í   dd1

2

a I Sn(A a) d Sn(Aa)   Sn(Aa) d Sn(A a) p 0;

Í   dďI

2

b] Sn(A b) dbSn(Ab)   Sn(Ab) dbSn(A b) I 0;

[r2Sn(Ar)Sn(A0r) dr — 0.

A

Trecând la limita A0 — A, obținem de la (102)

(102)

rb   1

y r2Sn(Ar) dr — -2A2

Л b

r2 S (Ar)£ LdSn(Ar) Ì _ r3 Í dSn(Ar) Ì2 / Sn(Ar) ; 1^7 I r 1 7 I

dr dr \   dr

A

Următorul tabel cu valorile primelor patru dintre funcțiile S și E va fi util pentru lucrările ulterioare:

Deci(x)   sin x ;
      X
Si(x)   cos xsin x
            x2'
      X
S2(x)   sin x3 cos x   3 sin x
      = —   x2+x3 ;
      X
S3(x)   cos x6 sin x   15 cos x
      x12 x2+x3

15 sin x x4

Eo (x)

E1“(x)

E2 (x)

E3_ (x)

e~LX

X

X

X

1 -

3b

X

3 x2

15b

x2

Valorile lui E + pot fi obținute din cele ale lui E~ prin schimbarea semnului lui b.

310.] Vom trece acum la studiul oscilațiilor unei distribuții a electricității pe suprafața unei sfere. Să presupunem că o distribuție de electricitate a cărei densitate de suprafață este proporțională cu o armonică zonală de ordinul al n-lea este produsă pe suprafața sferei și că cauza care produce această distribuție este brusc eliminată; atunci, întrucât această distribuție nu poate fi în echilibru decât sub influența forțelor exterioare, vor declanșa curenți electrici pentru a o egaliza și vor fi declanșate vibrații electrice a căror perioadă face obiectul cercetării următoare.

Deoarece curenții curg în planuri prin axa armonicii zonale, pe care o vom lua drept axa lui z, nu există nicio forță electromotoare în jurul unui circuit într-un plan în unghi drept față de această axă; și întrucât forța electromotoare în jurul unui circuit este egală cu rata de scădere a numărului de linii de forță magnetică care trec prin acesta, vedem că în acest caz, deoarece mișcarea este periodică, nu pot exista linii de forță magnetică în dreapta. unghiuri față de un astfel de circuit; cu alte cuvinte, forța magnetică paralelă cu axa lui z dispare. Din nou, luând un mic circuit închis în unghi drept față de o rază a sferei, vedem că forța electromotoare din jurul acestui circuit și, prin urmare, forța magnetică în unghi drept față de acesta, dispar; prin urmare, forța magnetică nu are nicio componentă de-a lungul razei și este astfel în unghi drept atât față de axa lui z, cât și față de rază, astfel încât liniile de forță magnetică sunt o serie de cercuri mici cu axa armonicii pentru axa.

Prin urmare, dacă a, b, c indică componentele paralele ale inducției magnetice

la axele lui x, y, respectiv z, putem pune

a = yaы,

b = -χχ(Γ,μ),

C = 0;

unde 7(7 μ) denotă o funcție a lui r și μ. Comparând aceasta cu rezultatele art. 308, vedem că în interiorul sferei

a = AyS,n(A'r)   ¿-pt; 9

r   ημ

b = -AXSn(A°r)dQneipt; > r dμ

c = 0;

unde A02 = —4πμφ/σ, iar A este o constantă. În afara sferei,

a = ByEn(Ar) " £'p', I r   ημ

b = -BXEn(Ar)dQne¿pí; > r   αμ

c = 0;

(103)

(104)

unde A = p/V și B este o constantă.

Deoarece forța magnetică tangențială este continuă, avem dacă a este raza sferei,

A

-Sn(A'a) = BEn(Aa).   (105)

μ

Pentru a obține o altă condiție de suprafață observăm că intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața sferei este continuă. Acum, curentul total prin orice zonă este egal cu 1/4π ori integrala de linie a forței magnetice în jurul acelei zone, deci, luând ca zonă luată în considerare un element elementar dr r sin θάφ, ale cărui laturi sunt,

respectiv, paralele cu un element de rază și față de un element al unei paralele de latitudine, găsim, dacă q este curentul într-un plan meridian în unghi drept cu raza,

Eu cu =

1d

~j~(7r); r dr

unde 7 este forța magnetică rezultantă care acționează tangențial la o paralelă de latitudine.

Intensitatea electromotoare paralelă cu q este, în conductor

σρ;

iar în dielectric

4π

ipKq·

Prin urmare, deoarece acest lucru este continuu, avem

Aσ d , „ ...   B4π d ,

7*   a)) = л aa(106)

Eliminând A și B din ecuațiile (105) și (106), obținem

d

σ-d- {aSra(A'a)}

Sra(A'a)

d

4. -{aEn(\a)}

L'pK En(Aa)

(107)

311.] Oscilaţiile electrizării suprafeţei în jurul stării de distribuţie uniformă sunt extrem de rapide deoarece lungimea de undă trebuie să fie comparabilă cu raza sferei. Pentru astfel de vibrații rapide ca acestea, totuși, A0a, sau {—4πμιφ/σ}ъ a, este foarte mare, dar când acesta este cazul, vedem din ecuație

S„(p) = pn

1 d Ira sin pp dp \ p

că S'n(A0a) este aproximativ egal cu ±¿Sra(A'a), astfel încât partea stângă a ecuației (107) este de ordinul

4πμφ

σ

și astfel, deoarece 1/K = V2,

d

— {aEn(Aa)}

En (Aa)

este de ordin

1   / Iνμ/ρ

4_   ___

întrucât p este comparabil cu V/a.

Aceasta, atunci când sfera conduce la fel de bine ca fierul sau cuprul, este extrem de mică, cu excepția cazului în care a este mai mică decât lungimea de undă a luminii de sodiu, în timp ce pentru o

conductor perfect dispare absolut, prin urmare ecuația (107) este foarte aproximativ echivalentă cu

d

— {aEra(Aa)} = 0.   (108)

Aceasta, prin relația (101), poate fi scrisă

n + 1

En+i(Aa)---------E„_i(Aa) = 0,

n

care este forma dată în lucrarea mea despre „Oscilațiile electrice”, Proc. Lond. Matematică. Soc. XV, p. 197.

Această condiție face ca intensitatea electromotoare tangențială să dispară, astfel încât liniile de inducție electrostatică sunt întotdeauna în unghi drept cu suprafața sferei.

312.] Pentru a arăta că ecuațiile (103) și (104) din articolul precedent corespund unei distribuții a energiei electrice pe suprafața sferei reprezentată de o armonică zonală Q_n de ordinul al n-lea, trebuie doar să arătați că curentul de-a lungul vectorului razei variază ca Q_n, deoarece diferența dintre curenții radiali din sferă și din dielectric este proporțională cu rata de variație a densității suprafeței electricității pe sferă și, prin urmare, deoarece suprafața densitatea variază ca cip, va fi proporțională cu curentul radial.

Considerăm o zonă mică în unghi drept cu raza și aplicăm principiul că de 4π ori curentul prin această zonă este egal cu integrala dreaptă a forței magnetice din jurul acesteia, obținem, dacă P este curentul de-a lungul razei și $\mu = \cos\theta$,

1d

TP = - — (y sin θ),   (109)

r αμ

unde y, ca și înainte, este forța magnetică rezultantă care acționează de-a lungul unei tangente la o paralelă de latitudine.

Prin ecuația (103), y este proporțional cu

dQn sin θ——, αμ

dar

astfel încât P este proporțional cu

df . 2 n dQn Ì ; θ ,   ;

αμ f αμ j

-y- ï sin2 θ ^Qn ! + n(n + 1)Qn = 0, αμ   αμ

prin urmare, P și, prin urmare, densitatea suprafeței, este proporțională cu Q_n. Vom considera acum mai detaliat cazul n =1.

Avem

$P^2 = \lambda^2 V^2$ '

Vom lua ca soluție a ecuației $p^2/V^2 = A^2$

P = λ

V '

și vom lua E~(Ar) ca soluție, deoarece aceasta corespunde unei undă care se abate de la sferă. Astfel, ecuația (108) devine

{aEf(Aa)} = 0;

sau înlocuind cu Ex (Aa) valoarea dată la art. 309,

1

W

= 0;

sau

Prin urmare

(Aa)2 — ¿Aa = 1,

V

P = —

A

luând semnul pozitiv deoarece unda este divergentă.

Prin urmare, timpul de vibrație este de 4%a/V3V, iar lungimea de undă 4%a/V3. Amplitudinea vibrației scade la 1/e din valoarea sa inițială după un timp 2a/V, adică după timpul necesar luminii pentru a trece printr-un diametru al sferei. În timpul ocupat de o vibrație completă, amplitudinea scade cu 2π

până la ev 3 , sau aproximativ 1/35 din valoarea sa inițială, astfel încât vibrațiile vor face cu greu o oscilație completă înainte de a se stinge practic. Această stingere foarte rapidă a vibrațiilor este independentă de rezistența conductorului și se datorează emisiei de energie radiantă de către sferă. Ori de câte ori aceste vibrații electrice pot radia liber, ele se sting cu o rapiditate imensă și sunt practic neașteptate.

Dacă înlocuim această valoare a lui A în expresiile pentru forța magnetică și intensitatea electromotoare în dielectric, vom constata că următoarele

valorile satisfac condiţiile problemei. Dacă 7 este forța magnetică rezultată, care acționează în unghi drept față de planul meridional,

sin θa Í a a2 ́I 2

7 =-------- i 1------'   2 ί

r eu r   eu

(Vt - r)

al 2-lea   cos(7 + δ),

Unde

,/3

2a-r),

r — a π

tan δ =-------tan —.

r + a

Dacă θ este intensitatea electromotoare în unghi drept cu r în planul meridional, K este capacitatea inductivă specifică a dielectricului care înconjoară sfera, atunci prin art. 310

• θ   (2́I1(Vt-r)

Kθ = —— a (1----) <1+------ 2 > 6   2acos(7 + δ0),

Vr   rr r2

π

păcat3

unde tan δ0 =---π 3 a ,

cos + -

3r

iar V este viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin dielectric. Aproape de suprafața sferei δ = 0, δ0 = π/6, astfel 7 și θ diferă în fază cu π/6. La o mare distanță de sferă

δ = δ0

astfel încât θ și 7 sunt în aceeași fază și avem

1

sinθa .. (yt-r) / π\

VKθ = 7 =-------6 2a   cos (7 +—) .

r3

Intensitatea electromotoare radială P este, prin ecuația (109), dată de ecuație

2 Ί 1   (Vt - r)

a2 I 2 -—3---- . Λ c π

- > 6   2asin 7 + δ - —

r2   6

, ,, 2cosθa2 (a„

= Vr2   { _ r '

Astfel, la o distanță mare de sferă, P variază ca a2/r2, în timp ce Θ variază doar ca a/r, astfel intensitatea electromotoare este foarte aproximativă.

tangenţial. Caracterul general al liniilor de inducție electrostatică este similar cu cel din cazul cilindrului prezentat în Fig. 110.

313.] Timpul de vibrație al energiei electrice despre distribuția reprezentată de a doua armonică zonală este dat de o ecuație cubică, ale cărei rădăcini imaginare devin a fi

¿Aa = —.7 ± 1.8¿.

Rata acestor vibrații este de peste două ori mai rapidă decât cea din prima distribuție armonică; rata de decădere a acestor vibrații, deși absolut mai mare decât în acel caz, nu este crescută într-un raport atât de mare ca frecvența, astfel încât sistemul va face mai multe vibrații înainte de a scădea la o anumită fracțiune din valoarea sa inițială decât înainte.

Timpul de vibrație al energiei electrice în jurul distribuției reprezentat de a treia armonică zonală este dat de o ecuație biquadratică ale cărei rădăcini sunt imaginare și dat de

¿Aa = -.85 ± 2.76¿,

¿Aa = -2,15 ± .8¿.

Cea mai rapidă dintre aceste vibrații este de trei ori mai rapidă decât cea din prima armonică zonală și vor exista mult mai multe vibrații înainte ca perturbarea să se scufunde la o anumită fracțiune din valoarea sa inițială. Vibrația mai lentă are aproape aceeași perioadă ca cea de aproximativ prima armonică, dar dispare mult mai rapid decât chiar și acea vibrație.

Vibrațiile despre distribuțiile de electricitate reprezentate de armonicile superioare tind astfel să devină mai rapide pe măsură ce gradul armonicii crește și se produc mai multe vibrații înainte ca perturbarea să se scufunde în nesemnificație.

314.] Am văzut în art. 16 că o sferă încărcată atunci când se mișcă uniform produce același câmp magnetic ca un element de curent în centrul său. Dacă sfera oscilează în loc să se miște uniform, putem demonstra (JJ Thomson, Phil. Mag. [5], 28, p. 1, 1889) că, dacă perioada oscilațiilor sale este mare în comparație cu cea a unei distribuții a electricității pe suprafața sferei, sfera vibratoare produce același câmp magnetic ca un curent alternativ din aceeași perioadă. Undele de intensitate electromotoare care transportă energie cu ele călătoresc prin dielectric, astfel încât, în acest caz, energia sferei călătorește în spațiu departe de sferă. Când, totuși, perioada de vibrație a sferei este mai mică decât

cea a electricității de pe suprafața sa, intensitatea electromotoare și forța magnetică se diminuează foarte rapid pe măsură ce ne retragem din sferă, câmpul magnetic fiind practic limitat la interiorul sferei, astfel încât în acest caz energia sferei în mișcare rămâne. în imediata ei vecinătate.

Putem compara comportamentul sferei electrificate cu cel al unui șir de particule de masă egală plasate la intervale egale de-a lungul unui șir strâns întins; dacă una dintre particule, să spunem una dintre cele de la capăt, este agitată și făcută să vibreze mai lent decât perioada naturală a sistemului, perturbarea se va deplasa ca o mișcare ondulatorie de-a lungul șirului de particule, iar energia dată particulei la sfârșit va fi dus departe de acea particulă; dacă totuși particula care este agitată este făcută să vibreze mai repede decât perioada naturală de vibrație a sistemului, perturbarea particulelor adiacente se va diminua în progresie geometrică, iar energia va fi practic limitată la o distanță scurtă de perturbat. particulă. Acest caz prezintă un interes suplimentar, deoarece a fost folosit de Sir GG Stokes pentru a explica fluorescența.

315.] Pentru a considera mai îndeaproape efectul reflexiei să luăm cazul a doi conductori sferici concentrici cu raza a și, respectiv, b. Apoi, în dielectricul dintre sfere, componentele inducției magnetice sunt date de

a = У 'M ■ CE;(Ar)}   '.

b = -X {BEj(Ar) + CE„-(V)} dQi. c = 0.

Putem arăta, ca în art. 311, că dacă sferele sunt metalice și nu excesiv de mici, intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața sferelor dispare când r = a și când r = b; astfel avem

d d

0 = Bda {aE+ (Aa)} + C_{aE;(Aa)}. dd

0 = B_{bE+(Ab)} + Cdb M' b .

Eliminând B și C, avem dd dd

{aE+(Aa)} — Ml, = {a E-(Aa)} — {bE}(Ab)}.

Când n = 1, aceasta devine

tan A{b — ag = A

— - A2^ + — b2 ' ab

(110)

Rădăcinile acestei ecuații sunt reale, astfel încât în acest caz nu există nicio degradare a vibrațiilor în afară de cea care decurge din rezistența conductorilor.

Dacă a este foarte mic în comparație cu b, această ecuație se reduce la

tan Ab =

Ab

1 - A2b2:

Cea mai mică rădăcină a acestei ecuații, alta decât A = 0, determin prin metoda încercării și erorii să fie Ab = 2,744.

Acest caz este cel al vibrației unui înveliș sferic excitat de o cauză în interior, aici nu există radiație a energiei în spațiu, undele electrice continuă să treacă înapoi și înainte dintr-o parte a suprafeței sferei în alta.

Lungimea de undă în acest caz este 2^b/2,744 sau 2,29b și, prin urmare, este mai mică decât lungimea de undă, 4%b/V3, a oscilațiilor care ar avea loc dacă vibrațiile ar radia în spațiu: acesta este un exemplu de principiul general din teoria vibrațiilor că atunci când disiparea

energiei are loc fie din frecare, rezistență electrică, fie radiație, timpul de vibrație crește.

În acest caz, întrucât raza sferei interioare este făcută să dispară în limită, forța magnetică din interiorul sferei a cărei rază este b trebuie exprimată prin acea funcție a lui r care nu devine infinită când r este zero, adică prin Sn (Ar). În cazul în care n =1, componentele a, b, c ale inducției magnetice sunt date de

a = p ByS1(Ar)eipt,

r

—

b = - PB—Si(Ar)e¿pt,

r

c = 0;

unde însumarea se extinde peste toate valorile lui A care satisfac ecuația

tan Ab =

Ab

1 - A2b2:

315.]

UNDE ELECTRICE ȘI OSCILAȚII.

372

Să luăm în considerare cazul în care numai cea mai gravă vibrație este excitată. Fie e densitatea de suprafață a electricității, atunci aceasta va fi dată de o ecuație de formă

e = C cos θ cospt;

unde p = VAi, Ai fiind egal cu 2,744/b.

Prin ecuația (109) curentul normal de deplasare P este dat de ecuație

1 d

IvP = —■------- {sin θ{α2 + b2g 2 g.

rd . cos θ

În acest caz

astfel încât

a = yBSi(Airypt, 9 r

b = -XBSi(Aer)eipt,;

r

2

l.~P = — B cos dSi(Air)eLpt.

r

(111)

Când r = b curentul normal de deplasare = de/dt, deci 2

IvC cos θρ sin pt = — b B cos 0Si(Aib)e¿pt.

Înlocuind această valoare a lui Beipt în (111), avem

a = y2^bp sinptC Si (Aer) , r   Si (Aib)

, x   ^Si(Aer)

b = — 2ffbp sin ptC   л . ,

r   Si (Aib)

c = 0.

La suprafața sferei intensitatea maximă a forței magnetice este

sau de când

și

2ffbpC sin θ, bp = VAib, Aib = 2,744,

forta magnetica maxima este

2πχ 2,744VCsinθ.

Pentru aer la presiunea atmosferică, VC poate fi de până la 25 fără ca electricitatea să scape; luând această valoare a VC, valoarea maximă a forței magnetice va fi

431 sin 0;

aceasta indică un câmp magnetic foarte intens, care totuși ar fi dificil de detectat din cauza ratei sale foarte rapide de inversare.

Oscilații electrice pe două sfere concentrice de rază aproape egală.

316.] Când d, diferența dintre razele a și b, este foarte mică în comparație cu a sau b, ecuația (110) devine

_ Ad(1 + A2a2) tan Ad = Λ'a' - A2a2 + 1 :

(112)

Va exista o rădăcină a acestei ecuații corespunzătoare unei vibrații a cărei lungime de undă este comparabilă cu a și alte rădăcini corespunzătoare lungimii de undă comparabile cu d.

Când lungimea de undă este comparabilă cu a, Λ este comparabilă cu 1/a, astfel încât în acest caz Ad este foarte mic; când acesta este cazul (tan Ad)/Ad = 1, iar ecuația (112) devine aproximativ

1 + A2a2

= A4a4 - A2a2 + 1 '

sau

Aa =

V2.

Lungimea de undă 2v A este astfel egală cu κy/2 ori raza sferei.

În acest caz, deoarece distanţa dintre sfere este foarte mică în comparaţie cu lungimea de undă, intensitatea electromotoare tangenţială, deoarece dispare la suprafaţa ambelor sfere, va rămâne foarte mică în spaţiul dintre ele; intensitatea electromotoare va fi astfel foarte aproape radială între sfere, iar locurile cele mai apropiate unul de celălalt pe cele două sfere vor avea sarcini electrice opuse. Tuburile de inducție electrostatică sunt radiale și se deplasează în unghi drept față de ei înșiși traversează în timpul unei oscilații complete o distanță comparabilă cu circumferința uneia dintre sfere.

Când lungimea de undă este comparabilă cu distanța dintre sfere, A este comparabilă cu 1/d și, prin urmare, Aa este foarte mare. Numitorul părții din dreapta a ecuației (112), deoarece implică (Aa)4,

va fi extrem de mare în comparație cu numărătorul, iar această parte a ecuației va fi extrem de mică, astfel încât o soluție aproximativă a acesteia este

sau

tan Ad = G,

Ad = ηπ,

unde n este un număr întreg.

Lungimea de undă 2π/A = 2d/n. Prin urmare, lungimea celei mai lungi unde este 2d și există armonici ale căror lungimi de undă sunt d, 2d/3, 2d/4,....

Când Aa este foarte mare, ecuația de la p. 37G

d

— {BrE+(Ar) + CrEx-(Ar)}r=a = G, dr

este echivalent cu

B<AXa + Ce~íXa = G.

Prin urmare, putem pune, introducând o nouă constantă A,

B = Ae~LXa,

C = - Ae¿Xa.

Forța magnetică rezultată în dielectric este egală cu

{BE+(Ar) + CEf(Ar)} sin θeipi,

sau înlocuind valorile precedente ale lui B și C și reținând doar cele mai mici puteri ale 1/Ar,

A_

— í^ix(r—a) + , - ra l. sin θ,'p/.

Ar

Ai

sau 2— cos A(r — a) sin θeφi.

Ar

Intensitatea electromotoare tangențială este așadar, prin art. 31G,

2A— sin A(r — Ar

a) sin θApi,

în timp ce intensitatea normală este

4 4L

A2r2

cos A(r — a) cos θeьpi,

și este astfel, cu excepția doar la suprafața sferelor, foarte mic în comparație cu intensitatea electromotoare tangențială. Intensitatea normală se schimbă

semn pe măsură ce trecem de la r = a la r = b, astfel încât electrizarea pe porțiunile sferelor opuse una față de alta este de același semn. În acest caz, liniile de intensitate electromotoare sunt aproximativ tangenţiale; în timpul vibrațiilor se deplasează înapoi și înainte prin spațiul scurt dintre sfere. Cazul a două plane paralele poate fi privit ca limita a celei două sfere, iar lucrarea precedentă arată că lungimea de undă a vibrațiilor va fi fie un submultiplu de două ori distanța dintre planuri, fie o lungime. comparabile cu dimensiunile planului în unghi drept cu normala lor comună.

Dacă aranjam două suprafețe metalice, să zicem două plăci de sticlă argintie, astfel încât, la fel ca în experimentul de arătare a inelelor lui Newton, distanța dintre plăci să fie comparabilă cu lungimea de undă a razelor luminoase, având grijă să izolăm o placă de altele, atunci unul dintre modurile posibile de vibrație electrică va avea o lungime de undă comparabilă cu cea a razelor luminoase și, astfel, ar putea fi de așteptat să afecteze o placă fotografică. Aceste vibrații ar fi, fără îndoială, extrem de greu de excitat, din cauza dificultății de a face ca liniile de inducție să curgă între plăci înainte de a avea loc descărcarea, dar acest lucru ar fi contrabalansat într-o oarecare măsură de faptul că metoda fotografică ne-ar permite pentru a detecta vibrații de intensitate extrem de mică.

Despre dezintegrarea curenților electrici în sferele conducătoare.

317.] Analiza pe care am folosit-o pentru a determina oscilațiile electrice pe sfere ne va permite, de asemenea, să determinăm viteza cu care un sistem de curenți porniți în sferă se va descompune dacă este lăsat singur. Să luăm în considerare mai întâi cazul când, ca în investigația precedentă, liniile de forță magnetică sunt cercuri cu un diametru al sferei pentru axa lor comună. Folosind aceeași notație ca mai înainte, când există doar o singură sferă cu raza a în ținut, avem prin ecuația (107)

d   d

σ— faSn(A'a)}   — {aEra(Aa)}

Sn(A'a)   KcpEn(Aa)

(113)

Rata cu care sistemul de curenți scade este inhnitesimală în comparație cu viteza cu care se modifică o distribuție a electricității pe suprafață, astfel încât Aa sau pa=V va fi în acest caz extrem de mic: dar

când Aa este foarte mic

sau

Prin urmare

E„(Aa) = (-1)“1 : 3 : 5... (2n - 1).]]. dL{aE„(Aa)} = (-1)”+'1 .3.5... (2n - 1) . n^·.

astfel încât partea dreaptă a lui (113) este egală cu

4%n _ Kp

4% nV 2

Lp Sn(X'a) ¿pa

d-{aS.(A'a)} „ "' da

Acum, deoarece V2 = 9 x 1020 și a pentru cupru este aproximativ 1600, partea dreaptă a acestei ecuații este excesiv de mică, astfel încât se reduce la

S„(A'a) = 0.

Când n =1, deoarece

. t   cos A' asin A'a

S1(Aa) =   A'aÃPÕ2;

A' este dat de ecuaţia tan A'a = A'a;

ale căror rădăcini sunt aproximativ

A'a = 1,4303%. 2,4590%. 3,1709%....

Rădăcinile ecuației

S2 (A0a) = 0

sunt aproximativ

A'a = 1,8346%, 2,8950%, 3,9225%.

(Vezi Prof. H. Lamb, „Electrical Motions on Spherical Conductors”, Phil. Trans. Pt. II, p. 530. 1883.)

Valoarea lui Lp corespunzătoare oricărei valori a lui A' este dată de ecuația aA'2

LP = - 4%K

Factorii de timp din expresiile pentru curenți vor fi de forma σλ'2

e_ "■y Cel mai persistent tip de curent va fi cel corespunzător celei mai mici valori a lui A', adică

A' = 1,4303%/a.

Timpul necesar pentru ca un curent de acest tip să se scufunde la 1/e din valoarea sa inițială într-o sferă de cupru atunci când σ = 1600 este .000379a2 secunde; pentru o sferă de fier când μ = 1000, σ = 104, este de .0622a2 secunde, astfel curenții vor fi mult mai persistenti în sfera de fier decât în cea de cupru. Persistența vibrațiilor este proporțională cu pătratul razei sferei, astfel pentru sferele foarte mari rata de dezintegrare va fi extrem de lentă; de exemplu, ar dura aproape 5 milioane de ani pentru ca curenții de acest tip să se scufunde la 1/e din valoarea lor inițială într-o sferă de cupru la fel de mare ca pământul.

Deoarece Sn(A'a) = 0, vedem din (105) că B = 0 și, prin urmare, că forța magnetică este zero peste tot în afara sferei. Prin urmare, deoarece acești curenți nu produc niciun efect magnetic în afara sferei, ei nu pot fi excitați de nicio influență magnetică externă. Curentul în unghi drept cu raza din interiorul sferei este conform art. 310

sin θ d¿4Oí'\/'\'l ¿pt

sau în special, când n = 1

sin θ dr O/Λ/ M ¿pt _{rSi(Ar)} e*.

d

Acum — {rS1(A'r)} dispare când A'r = 2,744, de unde dr tangențial

curentul va dispărea când

2.744

r =---------a

1,4303%

= .601a;

astfel există o suprafață sferică concentrică peste care curentul de acest tip este în întregime radial.

Forța magnetică dispare la suprafață și în centru și, pe măsură ce călătorim de-a lungul unei raze, atinge, când n = 1, un maxim atunci când r satisface ecuația

d

.

Cea mai mică rădăcină a acestei ecuații este

unde A'r = .662π, .662 r =a = .462a. 1,4303

Fig. 112.

Acesta este mai aproape de centrul sferei decât de locul unde curentul tangențial dispare. Liniile de curgere ale curentului într-o secțiune meridională a sferei când A'a = 2,4590π sunt date în Fig. 112, care este preluată din lucrarea profesorului Lamb deja citată (p. 378).

Rata de decădere a curenților care curg în cercuri care au un diametru al sferei ca axă comună.

318.] În acest caz liniile de curgere ale curentului coincid cu liniile de forță magnetică din ultimul exemplu și invers.

Fie P, Q, R componentele intensității electromotoare, apoi în

sfera pe care o avem

P = AS^A't)dQn ép\ 9 r αμ

Q = -AXSn(X0r)dQn eipt, > r αμ >

R = 0;

în timp ce în dielectricul care înconjoară sfera, avem

P = B-En(Ar) dQn eipt, 9 r αμ>>

Q = -BXEn(Ar)dQn cip, > r   αμ

R = 0.

(114)

(115)

Deoarece intensitatea electromotoare tangențială la sferă este continuă, avem, dacă a este raza sferei,

ASn(A'a) = BEn(Aa).   (116)

Dacă ! este inducția magnetică tangențială la un meridian, atunci, deoarece integrala de linie a intensității electromotoare în jurul unui circuit este egală cu rata de diminuare a numărului de linii de inducție magnetică care trec

prin ea,

d! dt

14 lr{P2 + Q2}2 O. r dr

Deoarece forța magnetică tangențială este continuă, avem la suprafață

in sfera = ! în dielectric.

Prin urmare

Anunț   d

- -d-{aSn(A0a)} = B d{aEn(Aa)}.   (117)

μ da da

Eliminând A și B din ecuațiile (116) și (117), obținem

μ   Sn (A'a)_En (Aa)

μ d   = d

— {aSn(A'a)}   — {aEn(Aa)}

(118)

În acest caz, curenții și forțele magnetice se modifică atât de lent încât Aa sau pa/V este o cantitate extrem de mică, dar când acesta este cazul am demonstrat art. 317, adică aproximativ

En(Aa) _1

d|{aE„(Aa)} n'

astfel încât ecuația (118) devine

d

npSn(Aa) + — {aS„(A'a)} = 0. (119)

Dar prin ecuația (100), art. 309,

d

a ~dâ.Sn(Aa) + (n + 1)S„(A'a) = -A'aSra_i(A'a),

prin urmare (119) poate fi scris

η(μ — 1)Sn(A0a) — A/aSra_1(A/a) = 0. (120)

Pentru metalele nemagnetice pentru care μ = 1 aceasta se reduce la

S„_i(A'a) = 0,

în timp ce pentru fier, pentru care μ este foarte mare, ecuația se aproximează foarte

aproape de
S„(A'a) = 0.
Rădăcinile mai mici ale ecuației
Sn(x) ■- = 0,
când n = 0, 1, 2, sunt date mai jos;
n =0, x = π, 2π, 3π ... ;
n =1, x = 1,4303π, 2,4590π,3,4709π
n =2, x = 1,8346π, 2,8950π,3,9225π

Astfel, pentru o sferă de cupru pentru care σ = 1600, timpul pe care curenții de tipul cel mai permanent, adică cei corespunzători rădăcinii A0a = π, durează să scadă la 1/e din valoarea lor inițială este de .000775a2 secunde, ceea ce pentru o sferă de cupru cât pământul este de zece milioane de ani. Aceste numere sunt date de Prof. Horace Lamb în lucrarea „Mișcarea electrică pe un conductor sferic”, Phil. Trans. 1883, Partea a II-a.

319.] Deoarece forța magnetică din afara sferei nu dispare în acest caz, această distribuție a curenților produce un câmp magnetic extern și, invers, o astfel de distribuție ar putea fi indusă de modificările unui astfel de câmp. Am presupus că curenții sunt simetrici față de o axă, dar prin suprapunerea distribuțiilor simetrice față de diferite

axe am putea obține cea mai generală distribuție a acestui tip de curent. Distribuția cea mai generală de acest tip ar fi totuși astfel încât liniile de curgere a curentului să fie pe suprafețe sferice concentrice, doar distribuțiile de acest tip pot fi excitate într-o sferă prin variații ale câmpului magnetic extern.

Putem demonstra fără dificultate că ori de câte ori există curenți radiali într-o sferă, forța magnetică din exterior dispare, cu condiția ca curenții de deplasare în dielectric să fie neglijați.

Fie u, v, w componentele curentului din interiorul sferei, ele, omițând factorul timp, vor fi date prin ecuații de forma

u = A„(A0г)У0, v = 3п(A'г)У", W = S„(A/r)y/" ,

unde У0, У00, У sunt armonici de suprafață de ordinul al n-lea. Curentul radial este

Sn(à'r)

xy 0 + yy 00 + zy "0 rrr

la suprafaţa sferei curentul radial trebuie să dispară, adică

S„(A0a) ZX У0 + y У00 + Z У'"} .

La aa J

Acum, al doilea factor este doar o funcție a coordonatelor unghiulare și, dacă ar dispărea, nu ar exista curent radiali în niciun punct al sferei, prin urmare, în ipoteza că există curenți radiali în sferă, trebuie să avem

Sra(A0a) = Q,

adică u, v, vor dispărea pe suprafața sferei. Dar dacă nu există curenți la suprafață, intensitatea electromotoare trebuie să dispară peste suprafață și, prin urmare, și inducția magnetică radială; deoarece viteza de schimbare a inducției radiale printr-o zonă mică de pe suprafața sferei este egală cu forța electromotoare din jurul acelei zone. Dar neglijând curentul de deplasare în dielectric, forța magnetică din afara sferei

vor fi derivate dintr-un potențial; prin urmare, deoarece forța magnetică radială dispare peste sfera r = a și peste r = i, și întrucât spațiul dintre cele două este aciclic, forța magnetică trebuie să dispară peste tot în regiunea dintre ele. Astfel, prezența curenților radiali în sferă necesită ca forța magnetică datorată curenților să fie în întregime conectată la interiorul sferei.

320.] Revenind la cazul în care sistemul este simetric în raport cu o axă, vedem din ecuația (120) că dacă sfera este una de fier, A' este dat aproximativ de ecuație

Sn(A'a) = 0.

Prin urmare, prin ecuația (114) intensitatea electromotoare și, prin urmare, curenții, dispar pe suprafața sferei. Deoarece curenții dispar și în centru, ei trebuie să atingă un maxim într-o poziție intermediară; distanța r a acestei poziții față de centrul sferei este dată de ecuație

d

drS„(A'r)=0;

dacă n = 1, o rădăcină a acestei ecuații este

A'r = .663%,

și deoarece A'a = 1,4303%,

avem r = .463a.

Curenți induși într-o sferă uniformă prin distrugerea bruscă a unui câmp magnetic uniform.

321.] Vom aplica acum rezultatele pe care tocmai le-am obţinut pentru a găsi curenţii produşi într-o sferă plasată într-un câmp magnetic uniform care este distrus brusc; această problemă a fost rezolvată de Lamb (Proc. Lond. Math. Soc. 15, p. 139, 1884). Curenții vor curge în mod evident în cercuri având diametrul sferei care este paralel cu forța magnetică pentru axă.

Dacă H este intensitatea câmpului inițial la mare distanță de sferă, liniile de forță fiind paralele cu z, atunci în interiorul sferei inducția magnetică va fi paralelă cu z, și va fi egală cu 3μH=(μ + 2). Componenta radială va fi astfel proporţională cu cos 0. Dacă p este normalul

componenta inducției magnetice, a, b, c componentele paralele cu axele lui x, y, respectiv z, atunci

rp = xa + yb + zc,

V2(rp) = xV2a + yV2 b + zV2c + 2

da dx

I db dc dy dz

= -^rp;

deoarece V2a = — A'2a,
si dadbdc0 dxdy dz
Prin urmare, prin (97), rp = C cos dS1(A'r)eipt(121)
unde, prin (119), A0 este dat de ecuație
dS1 (A0a) (μ + 1)S1(A a) + ad— 0,
sau prin (120) (μ -1)S1(A'a) - A'aSo(A'a) = 0.(122)

Când sfera este nemagnetică μ =1, iar valorile lui A' sunt date de

Deci (A' a) = 0,

sin A0a
sau A'a=0,
deci A' = —, unde p este un număr întreg. A

Când μ este foarte mare, A' este dat aproximativ de ecuație

sau S1(A' a) = 0, tan A'a = A'a.

Rădăcinile acestei ecuații sunt date în art. 317.

Deocamdată nu vom face nicio presupunere cu privire la mărimea lui μ, ci să presupunem că A1, A2... sunt valorile lui A' care satisfac (122). Valoarea lui ¿p corespunzătoare lui As este —σA2/4πμ, deci prin (121) avem

rp = cos ^C1S1(A1 r) e 4π^ + C2S1(A2r) e "■ + ...κ

Pentru a determina C1, C2 ... avem condiția ca atunci când t = 0,

o η μH

rp = 3r cos v---,

μ + 2

prin urmare, pentru toate valorile lui r între 0 și a, avem

3^ = C1S1(A1 r) + C2S1(A2r) + ...

(123)

Acum prin art. 309, dacă Ap, Aq sunt rădăcini diferite ale (122)

Í r2Si(Xpr)Si(Xqr) dr = 0,

Jo

in timp ce

Í 2o2f\\j 1 a Í cf\ \ d Í dS1(Apa)

Jo r S1 Ar) dr = - 2 ÿi S1(A'a) da ■ aa

-(A. (124)

da

Dar

d2   2 d/2 A

—S1(Apa) + - —S1(Apa) + Aj - J da2   a da\ p a2/

S1(Apa) = 0,

și

d2   d

Înlocuind în (124) valorile lui S1(Apa) și — S1(Apa) date de

aceste ecuații, obținem

Í   r2 S2(λ r)dr — S2(A af A2я2+(μ+ 2)(μ— Ш

Ji   S1 (Api)=2A2 S1 (APa)fApa1(μ+2)(μ1)g.

Prin urmare, înmulțind ambele părți ale (123) cu r2S1(Apr) și integrând de la 0 la a, obținem

3μH f 3

——   r S1(Apr) dr

μ + 2 J o

1   aC1

= 2 -C S12(Apa){Apa2 + (μ + 2)(μ - 1)}. (125)

2   Ap

Pentru a găsi integrala din partea stângă, observăm

r3 d S1(Apr) . 2r2 ds (A r) _ 2rS (A r) + A2r3 S, (A r) = 0

/   d^22+ 2rdT'1(Apr)2r S1(Apr)+ AprS1(Apr)0;

sau

I r3 (A Ì r2 S (A „ni A 2 3 s (A) _ 0·

dr Ì r drS1(Apr) I dr {r S1(Apr)} + Apr S1(Apr) = 0;

prin urmare, integrând de la 0 la a

d Γa

a3 — Si (Apa) - a2Si(Apa) + Ap r3Si(Apr) dr = 0,

da Jo

care prin folosirea lui (122) se reduce la

Ía„3c, a (/í±í) Si(Apa).

Ap

í r3Si(Apr) dr =

Jo

Prin urmare, din (125) obținem

cp = SM я) fAPa2 + (μ + 2)(μ ~ 1)g:

S1 (Apa)

322.] Când sfera este nemagnetică μ = 1 și, prin urmare

Cp =

6H

aSi(Apa)Ap:

În acest caz Ap = — și, prin urmare, a

- ' 'p1

a2

A2CM \ A cos Apa sin Apa

ApSI(Apa) Ap

A

= (-1)p 5 :

a2

Astfel, inducția magnetică normală

6H cos θ. a3 p, 1   1 f ρπκr

=-------3----- (l)p 3) cosp-----------

rκ3   p=ip3 (ara

1   Kr | ρ2πσ t

— sin p— > e 4·2 r2   a

Când r = a, aceasta este egală

6H cos θ PP 1   _P2πσ t

----2--- > — și 4 · 2 π2

=i Fr

Această însumare ar putea fi exprimată ca o funcție teta, dar deoarece seria converge foarte rapid, este mai convenabil să o lăsați în forma sa actuală.

Deoarece neglijăm curenții de polarizare din afara sferei, forța magnetică din acea regiune este derivată dintr-un potențial, prin urmare aflăm că forța magnetică radială este

6H cos θ a3 pP 1 π2   T3 . 'pe

_p2πσt

4 a2

Forța magnetică în unghi drept cu raza este

3H sin θa3 PP 1 _ ρ2πσ t ~2r3   E p2 e ·

π '   p=1 p

Sfera produce același efect într-un punct exterior ca un mic magnet al cărui moment este

3H a3

π2

p=1

P

p=1

1   p2 πσ

--- 6   4a2

p2

323.] Când μ este foarte mare

Cp

6H a

μ3ι(Apa)

Prin urmare, forța magnetică normală la suprafața sferei este

6H   λρ2σ ,

—— cos θ P e 4π^ *

În afara sferei, forța magnetică este aceeași cu cea datorată unui magnet

al cărui moment este

3H a3

μ

ee-

vW t

4πμ

plasat în centrul ei. Aceste rezultate sunt date de Lamb (lc).

Astfel, efectele magnetice ale curenților induși într-o sferă de fier moale sunt mai mici decât cele care ar fi produse de o sferă de cupru de aceeași dimensiune plasată în același câmp. Acest lucru se datorează modificărilor forței magnetice care au loc mai lent în sfera de fier din cauza auto-inducției mai mari a acesteia; întrucât modificările forței magnetice sunt mai lente, forțele electromotoare și, prin urmare, curenții, vor fi mai mici.

Deoarece S1(Apa) = 0 când μ este mare, curenții de pe suprafața sferei dispar, iar curenții se adună spre mijlocul sferei.

CAPITOLUL V.

EXPERIMENTE PE UNDELE ELECTROMAGNETICE.

324.] Profesorul Hertz a descris recent o serie de experimente care arată că undele de forță electromotoare și magnetică sunt prezente în mediul dielectric din jurul unui sistem electric care execută vibrații electrice foarte rapide. O relatare completă a acestora va fi găsită în cartea sa Ausbreitung der elektrischen Kraft, Leipzig, 1892. Vibrațiile pe care Hertz le-a folosit în investigațiile sale sunt de tipul celor care apar atunci când învelișurile interioare și exterioare ale unui borcan Leyden încărcat sunt introduse în conexiune electrica. Timpul de vibrație al unui astfel de sistem când rezistența circuitului de descărcare poate fi neglijat este, așa cum am văzut în art. 296, aproximativ egal cu 2%VLC, unde L este coeficientul de auto-inducție al circuitului de descărcare pentru vibrații absolut rapide și C este capacitatea borcanului în măsură electromagnetică. Dacă C este capacitatea borcanului în măsură electrostatică, atunci, deoarece C = C/V2, unde V este raportul dintre unitatea electromagnetică de electricitate și unitatea electrostatică, timpul de vibrație este egal cu 2^/LC/V . Dar întrucât V este egală cu viteza de propagare a acțiunii electrodinamice prin aer, distanța pe care o va parcurge perturbarea în timpul ocupat de o oscilație completă, cu alte cuvinte lungimea de undă în aer a acestor vibrații, va fi 2^/LC. Folosind sisteme electrice care aveau capacități și coeficienți de auto-inducție foarte mici, Hertz a reușit să reducă lungimea undei la câțiva metri.

325.] Vibratorul electric pe care Hertz l-a folosit în experimentele sale anterioare (Wied. Ann. 34, pp. 155, 551, 609, 1888) este reprezentat în Figura 113.

a și b sunt plăci pătrate de zinc ale căror laturi au 40 cm. lung, cupru

Fig. 113.

fire c și d fiecare aproximativ 30

cm. lungi sunt lipite de plăci, acestea

firele se termină în bile de alamă e și F. Pentru a asigura succesul experimentelor este necesar ca aceste bile să fie extrem de strălucitoare și fin lustruite și în măsura în care trecerea scânteilor de la o bilă la alta prin spațiul aerian ef se aspre bilele prin ruperea particulelor de metal din ele, este necesar să se continue relustruirea bilelor la intervale scurte pe parcursul experimentului. De asemenea, este recomandabil să păstrați spațiul de aer umbrit de lumina de orice scântei care ar putea trece prin vecinătate. Pentru a excita vibrații electrice în acest sistem, extremitățile unei bobine de inducție sunt conectate cu c și respectiv d. Când bobina este în acțiune, produce o diferență atât de mare de potențial între bilele e și F încât puterea electrică a aerului este depășită, scânteile trec prin întrefierul care devine astfel un conductor; cele două plăci a și b sunt acum conectate printr-un circuit conductor, iar sarcinile de pe

plăci oscilează înapoi și înainte de la o placă la alta la fel ca în cazul borcanului Leyden.

326.] Deoarece aceste oscilații sunt extrem de rapide, ele nu vor fi ex-citate decât dacă puterea electrică a întrefierului se strică brusc; dacă se descompune atât de treptat încât, în loc de o scânteie care se repezi brusc prin gol, avem o strălucire aproape continuă sau o descărcare de perie, aproape că nu vor fi excitate vibrații. Un caz paralel cu acesta este cel al vibrațiilor unui pendul simplu, dacă bobul unui astfel de pendul este tras din verticală de o sfoară și sfoara este tăiată brusc, pendulul va oscila; dacă totuși sfoara în loc să se rupă brusc cedează treptat, balansul pendulului se va scufunda doar în poziția sa de echilibru și nicio vibrație nu va fi excitată. Acesta este ceea ce face necesară menținerea bilelor e și F bine lustruite, dacă sunt aspre, probabil vor exista puncte ascuțite pe ele din care electricitatea va scăpa treptat, constrângerea sistemului va ceda apoi treptat. de brusc și nicio vibrație nu va fi excitată.

Necesitatea de a proteja spațiul de aer de lumina provenită de la alte scântei se datorează unui motiv similar. Lumina ultravioletă în care abundă aceste scântei o posedă, așa cum am văzut în art. 39, proprietatea de a produce o descărcare treptată a electricității de la terminalul negativ, astfel încât, dacă această lumină nu este protejată, va exista tendința de a produce o descărcare treptată și, prin urmare, ineficientă, în loc de una bruscă și, prin urmare, eficientă.

327.] Prezența bobinei nu afectează, după cum arată următorul calcul al perioadei sistemului compus, timpul de vibrație la

mai mult decât o măsură infinitezimală, dacă, așa cum este practic întotdeauna cazul, coeficientul de autoinducție al secundarului bobinei este aproape infinit în comparație cu cel al vibratorului.

Fie L coeficientul de autoinducție al vibratorului AB, C capacitatea acestuia, L_0 coeficientul de autoinducție al secundarului bobinei, M coeficientul de inducție reciprocă dintre această bobină și vibrator, x cantitatea de electricitate în orice moment pe oricare dintre plăcile condensatorului, y curentul în vibrator, z cel prin secundarul bobinei. Atunci avem $X = y + z$

sau

$x = y + z$.

Energia cinetică a curenților este

2 Ly1 2 + 1 Lz2 + Myz.

Energia potenţială este

1   X2 sau 1 (y + z)2

2   C 2 C .

Prin urmare, dacă neglijăm rezistența circuitului, avem prin ecuațiile lui Lagrange

Ly00 + Mz00 + " +

L0z00 + My00 +

C

Astfel, dacă x și y variază fiecare ca eipt, avem

2

0;

0.

Eliminarea y și

11 T ■ yic _ Lp'

ĺ 1 T0 ■ Ac - Lp

z primim

Í 1

+ z — - MpC

în 1

+ y \ C ~ Mp

2 = 0;

2 = 0.

/ 2

2

p2

sau

1 Í L   2M| / / M2\

CL\ + ~L' ~   ] / V _ LL>) :

Dar pentru un circuit la fel de scurt ca un vibrator hertzian L/L’ și M/L’ vor fi extrem de mici, astfel încât avem ca înainte

2 1

p = CL:

328.]

Rezonatorul.

328.]

Când oscilațiile electrice au loc în vibrator, spațiul din jurul acestuia va fi sediul intensităților electrice și magnetice. Hertz a descoperit că le putea detecta cu ajutorul unui instrument numit Rezonator. Este format dintr-o bucată de sârmă de cupru îndoită într-un cerc; capetele firului, care sunt așezate foarte aproape unul de altul, sunt prevăzute cu două bile sau o minge și un vârf, acestea

sunt conectate printr-un șurub izolator, astfel încât dis- Fig.

între ele admite o ajustare foarte bună. Un rezonator fără reglajul cu șurub este prezentat în Fig. 114. Cu un vibrator având dimensiunile celui de la art. 325, Hertz a folosit un rezonator de 35 cm. în rază.

329.] Când rezonatorul a fost ținut lângă vibrator, Hertz a constatat că scânteile treceau prin spațiul de aer din rezonator și că lungimea spațiului de aer prin care vor trece scânteile variază în funcție de poziția rezonatorului. Hertz a constatat că această variație este de următorul fel:

Lăsați vibratorul să fie plasat astfel încât axa lui, linia ef, Fig. 113, să fie orizontală; fie linia orizontală care bisectează această axă în unghi drept, adică care trece prin punctul de mijloc al spațiului aerian ef, să fie numită linie de bază. Apoi, când rezonatorul este plasat astfel încât centrul său să fie pe linia de bază și planul său în unghi drept față de acea linie, Hertz a descoperit că scânteile trec ușor în rezonator atunci când spațiul său de aer este fie vertical deasupra, fie vertical sub centrul său, dar că acestea încetează complet atunci când rezonatorul este rotit în planul său în jurul centrului său, până când spațiul aerian se află în plan orizontal prin acel punct. Astfel, scânteile sunt strălucitoare atunci când linia care unește capetele rezonatorului este paralelă cu axa vibratorului și dispar când este în unghi drept față de această axă. În pozițiile intermediare ale spațiului de aer trec scântei slabe între bornele rezonatorului.

Când centrul rezonatorului se află în linia de bază și planul său în unghi drept față de axa vibratorului nu trec scântei, indiferent de poziția spațiului aerian.

Când centrul rezonatorului se află în linia de bază și planul său orizontal, scânteile sunt cele mai puternice atunci când spațiul de aer

este cel mai aproape de vibrator și, pe măsură ce rezonatorul se rotește în jurul centrului său în propriul plan, lungimea de

scânteile se diminuează pe măsură ce spațiul de aer se retrage din vibrator și este minim atunci când întrefierul se află la distanța maximă față de axa vibratorului. Ele nu dispar însă în acest caz pentru nicio poziție a spațiului aerian.

330.] În experimentele precedente lungimea scânteilor se modifică pe măsură ce rezonatorul se rotește în propriul său plan în jurul centrului său. Deoarece rotația nu este însoțită de nicio modificare a numărului de linii de forță magnetică care trec prin circuitul rezonatorului, rezultă că nu putem estima tendința de a declanșa întrefierul calculând prin regula lui Faraday forța electromotoare în jurul circuitului din diminuare. în numărul de linii de forţă magnetică care trec prin el.

331.] Efectele asupra lungimii scânteii sunt, totuși, ușor de explicat dacă luăm în considerare dispunerea tuburilor Faraday care radiază de la vibrator. Tendința de a produce scântei va fi proporțională cu numărul de tuburi care se întind de-a lungul spațiului de aer; aceste tuburi pot cădea direct pe întrefier sau pot fi colectate de firul rezonatorului și aruncate pe întrefier, rezonatorul acționând ca un fel de capcană pentru tuburile Faraday.

Fig. 115.

Să luăm mai întâi în considerare cazul în care centrul rezonatorului este pornit și planul său în unghi drept față de linia de bază, apoi în vecinătatea liniei de bază tuburile Faraday sunt aproximativ paralele cu axa vibratorului și lor. direcția de mișcare este paralelă cu linia de bază; astfel tuburile Faraday sunt paralele cu planul rezonatorului și se mișcă în unghi drept față de acesta. Când lovesc de firul rezonatorului ei

se va împărți în bucăți separate ca în Fig. 115, care reprezintă un tub care se deplasează în sus și peste rezonator, iar după trecerea secțiunii transversale a firului rezonatorului se va uni din nou și continuă ca și cum nu ar fi fost întrerupte. . Prin urmare, rezonatorul nu va prinde tuburile Faraday și le va arunca în spațiul de aer și, prin urmare, tendința de a scânteie peste spațiu se va datora doar acelor tuburi care cad direct peste el. Când spațiul de aer este paralel cu tuburile, adică atunci când se află în punctul cel mai înalt sau cel mai jos al rezonatorului, unele dintre tuburi vor fi prinse și

se vor întinde peste spațiu și astfel tind să producă o scânteie. Când, totuși, golul este în unghi drept față de tuburi, adică atunci când este în plan orizontal prin centrul rezonatorului, tuburile vor trece chiar prin el. Niciuna dintre ele nu se va întinde peste decalaj și, în consecință, nu va exista nicio tendință de a izbucni.

Atunci când planul rezonatorului este în unghi drept cu axa vibratorului, tuburile când se întâlnesc cu firul rezonatorului se deplasează, ca și în ultimul caz, în unghi drept față de acesta, astfel încât firul rezonatorului va nu colectați tuburile și aruncați-le în golul de aer. În acest caz, spațiul de aer este întotdeauna în unghi drept față de tuburi, care, prin urmare, vor trece direct prin el și niciunul dintre ele nu se va întinde peste spațiu. Astfel, în acest caz nu există nicio tendință de a declanșa orice ar fi poziția spațiului aerian.

Să luăm acum în considerare cazul când centrul rezonatorului este pe linia de bază și planul său orizontal. În acest caz, după cum vedem din figurile Fig. 116, tuburile Faraday vor fi prinse de firul rezonatorului și aruncate în golul de aer oriunde ar fi acesta; astfel, indiferent de poziția decalajului, tuburile Faraday se vor întinde peste el și va exista o tendință de scânteie. Când distanța este cât mai aproape de vibrator, tuburile Faraday care lovesc rezonatorul se vor rupe și o parte din ele se vor întinde chiar peste decalaj. Când, totuși, golul este la o distanță considerabilă de această poziție, tuburile care se întind peste el se datorează îndoirii împreună a două porțiuni ale tuburilor rupte prin lovirea anterioară de rezonator, capătul uneia dintre porțiuni fiind parcurs de-a lungul unei laturi a rezonatorul în timp ce capătul celuilalt a călătorit de-a lungul celeilalte părți, (a); aceste porțiuni se îndoaie împreună de-a lungul golului, (b) și (c); apoi se rupe din nou, un tub drept lung care se deplasează spre exterior, celălalt mai scurt mergând în spațiu, ca în (d) Fig. 116. Porțiunea care leagă cele două laturi ale golului diverge mai mult de la cea mai scurtă distanță dintre

terminalul decât în cazul în care spațiul de aer este cât mai aproape de vibrator, câmpul din Fig. 116 nu va fi așadar atât de concentrat în jurul intervalului, astfel încât va exista o tendință mai mică de a produce scântei, deși această tendință va fi totuși rămâne finită.

c d

Fig. 116.

Rezonanţă.

332.] Până acum nu am spus nimic cu privire la efectul produs de mărimea rezonatorului asupra luminozității scânteilor, acest efect este totuși adesea foarte mare, mai ales când folosim condensatoare cu destul de mari.

capacități care pot executa mai multe vibrații înainte ca radiația energiei lor să reducă amplitudinea vibrației la nesemnificație.

Cauza acestui efect este că rezonatorul este el însuși un sistem electric cu o anumită perioadă de vibrație proprie, prin urmare, dacă folosim un rezonator a cărui perioadă de vibrație liberă este egală cu cea a vibratorului, eforturile vibratorului de a producerea unei scântei în rezonator se va acumula și, ca rezultat al acestei acumulări, putem obține o scânteie care nu ar fi fost produsă dacă rezonatorul nu ar fi fost în ton cu vibratorul. Cazul este analog cu cel în care un diapazon vibrator stabilește în vibrație un altul cu același pas, deși nu produce niciun efect apreciabil asupra altuia cu pas ușor diferit.

A B

Fig. 117.

333.] Profesorul Oliver Lodge (Nature, 20 februarie 1890, vol. 41, p. 368) a descris un experiment care arată foarte frumos efectul rezonanței electrice. a și b, Fig. 117, reprezintă două borcane Leyden ale căror acoperiri interioare și exterioare sunt conectate printr-un fir îndoit astfel încât să cuprindă o suprafață considerabilă. Circuitul care conectează acoperirile unuia dintre aceste borcane, a, conține o întrerupere a aerului. Oscilațiile electrice sunt pornite în acest borcan prin conectarea celor două acoperiri cu polii unei mașini electrice. Circuitul care leagă învelișurile celuilalt borcan, b, este prevăzut cu o piesă de glisare prin care se poate regla autoinducția circuitului de descărcare și deci timpul unei oscilații electrice a borcanului. Acoperirile interioare și exterioare ale acestui borcan sunt puse aproape, dar nu complet, în contact electric prin intermediul unei bucăți de folie de staniu îndoită peste buza borcanului. Borcanele sunt așezate față în față, astfel încât circuitele care leagă învelișurile lor să fie paralele între ele și aproximativ în unghi drept cu linia care unește centrul circuitelor. Când mașina electrică este în acțiune, scânteile trec prin întreruperea de aer a circuitului în a și deplasând cursorul în b în jurul acestuia

este posibil să se găsească o poziție pentru acesta în care scânteile trec prin intermediul foliei de staniu de la un strat al borcanului la altul; de îndată ce glisorul este mutat din această poziție, scânteile încetează.

Efectele de rezonanță sunt cel mai clar marcate în cazuri de acest gen, în care sistemul care vibrează electric are o capacitate considerabilă, deoarece în astfel de cazuri trebuie să aibă loc mai multe oscilații complete înainte ca radiația de energie din sistem să diminueze mult amplitudinea vibrațiilor. . Când capacitatea este mică, energia radiază atât de repede încât doar un număr mic de vibrații au o amplitudine apreciabilă; există astfel doar un număr mic de impulsuri care acționează asupra rezonatorului și chiar dacă efectele acestor puține conspiră, rezonanța nu poate fi de așteptat să fie foarte marcată. În cazul sferei vibrante am văzut (Art. 312) că pentru vibrațiile despre distribuția reprezentată de prima armonică amplitudinea celei de-a doua vibrații este doar de aproximativ 1/35 din cea a primei, într-un astfel de caz ca acesta. sistemul este practic dead-beat și nu pot exista efecte de rezonanță sau interferență apreciabile.

Vibratorul Hertzian este unul în care, după cum putem vedea luând în considerare dispoziția tuburilor Faraday chiar înainte ca scânteia să treacă prin aer, va exista o radiație de energie foarte considerabilă. Multe dintre tuburi se întind de la o placă a vibratorului la cealaltă, iar atunci când izolația spațiului de aer se defectează, tuburile Faraday închise se vor desprinde din acestea în același mod ca și din cilindru; vezi Fig. 14. Aceste tuburi închise se vor îndepărta de vibrator cu viteza luminii și vor duce cu ele energia vibratorului. Ca urmare a acestei radiații, decăderea oscilațiilor în vibrator va fi foarte rapidă, într-adevăr ar trebui să ne așteptăm ca rata de dezintegrare să fie comparabilă cu valoarea sa în cazul vibrațiilor electricității pe suprafețele sferelor sau cilindrilor, unde Tuburile Faraday care s-au întins inițial dintr-o parte în alta a conductorului electrificat emit tuburi închise care iradiază în spațiu în același mod ca și tuburile similare în cazul vibratorului Hertzian: am văzut, totuși, că pentru sfere și cilindri dezintegrarea vibrația este atât de rapidă încât aproape că pot fi considerate dead-beat. Ar trebui să ne așteptăm la un rezultat oarecum similar pentru oscilațiile vibratorului Hertzian.

334.] Pe de altă parte, dispoziția tuburilor Faraday ne arată că vibrațiile electrice ale rezonatorului vor fi mult mai persistente. În acest caz, tuburile Faraday se vor întinde dintr-o parte în alta pe interior

a rezonatorului ca în Fig. 118, iar aceste tuburi vor oscila înapoi și înainte în interiorul rezonatorului; nu vor avea nicio tendință de a forma curbe închise și, în consecință, va exista puțină sau deloc radiația de energie. În acest caz, decăderea vibrațiilor se va datora în principal rezistenței rezonatorului, ca în cazurile corespunzătoare de oscilații în distribuția electrică peste cavități sferice sau cilindrice dintr-o masă de metal, care sunt discutate în art. 315 și 300.

335.] Rata cu care vibrațiile dispar pentru un vibrator și rezonator de dimensiuni nu foarte diferite de cele utilizate de Hertz a

fost măsurat de Bjerknes (Wied. Ann. 44, p. 74, Fig. H8-

1891), care a descoperit că în vibrator oscilațiile s-au diminuat la 1/e din valoarea lor inițială după un timp T/.26, unde T este timpul de oscilație al vibratorului. Această rată de degradare, deși nu atât de rapidă ca pentru sfere și cilindri, este totuși foarte rapidă, deoarece amplitudinea celei de-a zecelea leagăni este de aproximativ 1/14 din cea a primului. Amplitudinile vibrațiilor succesive sunt reprezentate grafic în Fig. 119, care este preluată din lucrarea lui Bjerknes.

Timpul necesar vibrațiilor din rezonator pentru a se estompa la 1/e din valoarea lor originală a fost găsit de Bjerknes a fi T'/.002 sau 500T', unde T0 este timpul de oscilație electrică a rezonatorului; astfel rezonatorul va face mai mult de 1000 de oscilații complete înainte ca amplitudinea vibrației să scadă la 1/10 din valoarea sa inițială. Rata foarte lentă de dezintegrare a acestor oscilații confirmă concluzia la care am ajuns din luarea în considerare a tuburilor Faraday, că a existat puțină sau deloc radiație de energie în acest caz. Rata de decădere a vibrațiilor din rezonator se compară favorabil cu cea a pendulelor sau a diapazonelor,

și este în contrast izbitor cu dispariția foarte rapidă a oscilațiilor vibratorului. Aceste experimente arată că, așa cum ne-a făcut să ne așteptăm teoria, trebuie să privim vibratorul ca pe un sistem cu o scădere logaritmică remarcabil de mare, rezonatorul ca unul având unul remarcabil de mic.

Reflectarea undelor electromagnetice de pe o placă de metal.

336.] Vom continua acum să descriem experimentele prin care Hertz a reușit să demonstreze, prin intermediul vibratorului și rezonatorului descrise în art. 325 și 328, existența în dielectric a undelor de intensitate electromotoare și forță magnetică (Wied. Ann. 34, p. 610, 1888).

Experimentele au fost făcute într-o cameră mare de aproximativ 15 metri lungime, 14 lățime și 6 înălțime. Vibratorul a fost plasat la 2 m. de la unul dintre pereții principali, într-o astfel de poziție încât axa lui să fie verticală și linia de bază în unghi drept față de perete. În toate punctele de-a lungul liniei de bază intensitatea electromotoare este verticală, fiind paralelă cu axa vibratorului. La capătul opus al încăperii o bucată de tablă de zinc de 4 metri pe 2 a fost așezată vertical pe perete, planul acesteia fiind astfel în unghi drept cu linia de bază a vibratorului. Placa de zinc a fost conectată la pământ prin intermediul conductelor de gaz și apă. Într-un set de experimente, centrul rezonatorului era pornit și planul său era în unghi drept față de linia de bază. Când se află în această poziție, tuburile Faraday de

la vibrator lovesc firul rezonatorului în unghi drept; rezonatorul prin urmare nu prinde tuburile și le aruncă în întrefier, iar scânteia se va datora tuburilor care cad direct pe spațiul de aer. Astfel, așa cum era de așteptat, scânteile dispar atunci când spațiul este în punctul cel mai înalt sau cel mai jos al rezonatorului, când tuburile sunt în unghi drept față de direcția în care ar trece scânteile, iar scânteile sunt cele mai strălucitoare când întrefierul se află în plan orizontal prin linia de bază, când tuburile incidente sunt paralele cu scânteile.

337.] Lăsați întrefierul să fie menținut în acest plan, iar rezonatorul să se miște, centrul său rămânând pe linia de bază și planul său în unghi drept față de acesta. Când rezonatorul este destul de aproape de placa de zinc nu trec scântei prin spațiul aerian; scântei slabe, totuși, încep să treacă de îndată ce rezonatorul este mutat la mică distanță de placă. Ele cresc rapid în luminozitate pe măsură ce rezonatorul este îndepărtat de placă până când distanța dintre cele două este de aproximativ 1,8 m., când luminozitatea

scântei este un maxim. Când distanța este încă mai mare, luminozitatea scânteilor scade și dispare din nou la o distanță de aproximativ 4 metri de placa de zinc, după care începe să crească și atinge un alt maxim și așa mai departe. Astfel, scânteile prezintă un caracter periodic remarcabil, similar cu cel care apare atunci când vibrațiile staționare sunt produse prin reflectarea mișcării undei de la o suprafață în unghi drept cu direcția de propagare a mișcării.

338.] Să fie plasat acum rezonatorul astfel încât planul său să fie cel vertical prin linia de bază, întrefierul fiind în punctul cel mai înalt sau cel mai jos; în această poziție tuburile Faraday care cad direct pe întrefier sunt în unghi drept față de scântei, astfel încât acestea din urmă se datorează în întregime tuburilor Faraday colectate de rezonator și aruncate în întrefier.

Când rezonatorul se află în această poziție și aproape de placa reflectantă, scânteile trec liber. Pe măsură ce rezonatorul se retrage de pe placă, scânteile se diminuează și dispar atunci când distanța sa față de placă este de aproximativ 1,8 metri, locul la care au fost maxime atunci când rezonatorul era în unghi drept față de linia de bază; după trecerea rezonatorului prin această poziție scânteile cresc și ating maxim 4 metri de placă, locul în care, cu cealaltă poziție a rezonatorului, erau minime; când rezonatorul este îndepărtat și mai mult de pe placă scânteile se diminuează, apoi dispar și așa mai departe. Scânteile în acest caz prezintă o periodicitate de aceeași lungime de undă ca atunci când rezonatorul se afla în poziția sa anterioară, locurile de intensitate minimă pentru scânteile dintr-o poziție a rezonatorului corespunzând celor de intensitate maximă în cealaltă.

339.] Dacă placa reflectorizante de zinc este montată pe un cadru mobil astfel încât să poată fi plasată în spatele rezonatorului și

îndepărtată după bunul plac, efectul ei poate fi arătat foarte clar prin următoarele experimente:—

Țineți rezonatorul în poziția pe care a avut-o în ultimul experiment la o oarecare distanță de vibrator și observați scânteile, placa de zinc fiind așezată pe o parte în afara funcționării: apoi plasați reflectorul imediat în spatele rezonatorului, scânteile vor crește în luminozitate ; acum împinge reflectorul înapoi, iar la aproximativ 2 metri de rezonator scânteile se vor opri. Dacă îl împingeți mai în spate, scânteile vor crește din nou, iar când reflectorul este la aproximativ 4 metri distanță, vor fi puțin mai strălucitoare decât atunci când a lipsit cu totul.

340.] Hertz a folosit doar o dimensiune de rezonator, care a fost selectat astfel încât să fie în ton cu vibratorul. Sarasin și De la Rive (Comptes

Rendus, 31 martie 1891), care a repetat acest experiment cu vibratoare și rezonatoare de dimensiuni variabile, a descoperit totuși că lungimea de undă aparentă a vibrațiilor, adică de două ori distanța dintre două locuri adiacente unde scânteile dispar, depindea în întregime de dimensiunea. a rezonatorului și deloc pe cel al vibratorului. Următorul tabel conține rezultatele experimentelor lor; A denotă lungimea de undă, o „buclă” înseamnă un loc în care scânteile sunt la luminozitatea maximă atunci când rezonatorul este ținut în prima poziție, un „nod” un loc în care luminozitatea este minimă. Linia care începe cu „1/4 A fir” se referă la o altă serie de experimente pe care le vom lua în considerare în continuare. Este inclus aici pentru a evita repetarea tabelului. Distanțele buclelor și nodurilor sunt măsurate în metri față de suprafața reflectantă.

Diametrul cercului rezonatorului (D). 1 metru, sârmă robustă de 1 cm. în diametru..75 m. sârmă robustă..50 m. sârmă robustă..35 m. sârmă robustă..35 m. ñne fir de 2 mm. în diametru.
Bucla 1 .... 2.111.601.11.76.75
Nodul 1. . . 4.143.01 1.491.51
A doua buclă. . . 2.302.37
Nodul 2. . . 3.043.10
A treia buclă. . .
Nodul 3. . .
4 λ aer 2.031.411.11.76.80
4 λ fir 1.921.48.98.73
2D 2.001.501.00.70.70
Diametrul de .25 m..25 m..20 m..20 m..10 m.
cerc rezonator (D). stout wireñne wire.sârmă robustă.ñne wire.sârmă robustă.
Bucla 1 .... .46.54.39.42.21
Nodul 1. . . .941.17.80.93.41
A doua buclă. . . 1.631.891.241.55.59
Nodul 2. . . 2.152.401.692.05.79

A treia buclă. . .	2.71	2.46.96
Nodul 3. . .	3.14	
4 λ aer	.60.43.51.19	
4 λ fir	.56	.45
2D	.50.40.40.20	

Cea mai firească interpretare a experimentului original al lui Hertz a fost să presupunem că vibratorul a emis unde de intensitate electromotoare care,

prin interferență cu undele reflectate de pe placa de zinc, a produs unde stătătoare în regiunea dintre vibrator și reflector, locurile din aceste unde unde intensitatea electromotoare a fost maximă fiind acolo unde scânteile erau cele mai strălucitoare când rezonatorul era ținut în primul loc. poziţie.

Descoperirea lui Sarasin și De la Rive a influenței dimensiunii rezonatorului asupra pozițiilor de scânteie maximă și independența acestor poziții asupra perioadei vibratorului, ne obligă, dacă reținem această explicație, să presupunem că orice vibrator electric emite vibrații de toate perioadele, emițând parcă un spectru electric continuu.

340*.] Această ipoteză pare cea mai improbabilă și o explicație mai satisfăcătoare pare să fie oferită prin faptul că oscilațiile vibratorului se sting cu mare rapiditate, în timp ce cele ale rezonatorului sunt extrem de persistente. Să luăm în considerare ce s-ar întâmpla în cazul extrem când oscilațiile din vibrator sunt absolut dead-beat. Aici pornește un impuls electric de la vibrator; în drumul său spre reflector, lovește rezonatorul și îl pune în vibrație electrică; impulsul se deplasează apoi până la placă și se reflectă, intensitatea electromotoare din impuls fiind inversată prin reflexie; după reflecție impulsul lovește din nou rezonatorul, care a menținut vibrațiile începute de primul impact. Dacă atunci când impulsul reflectat ajunge la rezonator, faza vibrațiilor acestuia din urmă este opusă fazei în care impulsul l-a trecut în drumul său către reflector, intensitatea electromotoare de-a lungul spațiului de aer datorită impulsurilor directe și reflectate va conspira, astfel încât dacă rezonatorul este ținut în prima poziție va fi produsă o scânteie strălucitoare. Acum, impulsul reflectat va lovi rezonatorul a doua oară când vibrația sa este în faza opusă celei pe care a avut-o imediat după primul impact, dacă timpul care a trecut între cele două impacturi este egal cu jumătate din timpul unei oscilații electrice complete. a rezonatorului. Impulsul se deplasează cu viteza cu care se propaga acțiunea electromagnetică; prin urmare, dacă distanța parcursă de impuls între cele două impacturi este egală cu jumătate din lungimea de undă a vibrațiilor electrice libere ale rezonatorului, adică dacă distanța rezonatorului față de planul reflector este egală cu un sfert din lungimea de undă a acestei vibrații, undele directe și reflectate vor conspira. Dacă traiectoria parcursă de impuls între cele două

impacturi este egală cu o lungime de undă, intensitatea electromotoare la spațiul de aer datorată impulsului incident va fi egală și

opus celui datorat celui reflectat; astfel încât în acest caz, în care rezonatorul este la o jumătate de lungime de undă distanță de reflector, nu va exista nicio tendință de a declanșa scântei atunci când rezonatorul este ținut în această poziție.

Astfel, vedem că în această vedere distanțele față de planul reflector al locurilor în care scânteile au luminozitatea lor maximă vor depinde în întregime de dimensiunea rezonatorului, și nu de cea a vibratorului. După cum am văzut, Sarasin și De la Rive au descoperit că aceasta este o caracteristică foarte marcată în experimentele lor. Am presupus în această explicație că vibratorul nu vibrează. Experimentele lui Bjerknes (lc) arată că, deși vibrațiile dispar foarte repede, ele nu sunt absolut dead-beat. Existența unui număr mic de oscilații în vibrator va face ca efectele să fie mai vii cu un rezonator în ton cu acesta decât cu orice alt rezonator. Deoarece, totuși, rata de dezintegrare a vibratorului este infinit de rapidă în comparație cu cea a rezonatorului, pozițiile în care scânteile sunt cele mai strălucitoare vor depinde mult mai mult de timpul de oscilație al rezonatorului decât de cel al vibratorului.

341.] Mai avem de explicat de ce locurile în care scânteile erau maxime atunci când rezonatorul era în prima poziție (adică cu planul său în unghi drept față de linia de bază) erau locurile în care scânteile au dispărut când vibratorul era în a doua poziție (adică cu planul său conţinând linia de bază şi axa vibratorului). Când rezonatorul este în prima poziție, scânteile se datorează în întregime tuburilor Faraday care cad direct pe spațiul de aer, prin urmare scânteile vor fi maxime atunci când starea rezonatorului corespunde incidenței asupra acestuia a tuburilor Faraday de la vibrator. de acelaşi fel cu cele care ajung la el după reflectarea din placa de zinc. Când rezonatorul se află în a doua poziție, având linia care unește bornele întrefierului în unghi drept față de axa vibratorului, scânteile se datorează în întregime tuburilor Faraday colectate de rezonator și aruncate în spațiul de aer și nu ar exista nicio tendință de a izbucni în cazul tocmai menționat. Căci atunci când două tuburi Faraday de același fel, care se mișcă în direcții opuse, lovesc părțile opuse ale rezonatorului, tuburile aruncate în întrefier sunt de semne opuse și, prin urmare, nu produc nicio tendință de scânteie. Când rezonatorul se află în această poziție, scânteile maxime vor fi produse atunci când tuburile pozitive lovesc de o parte a rezonatorului, tuburile negative de cealaltă; tuburile aruncate în golul de aer vor fi atunci de același semn și eforturile lor de a produce o scânteie vor conspira: dacă totuși

rezonatorul fusese ținut în prima poziție, tuburile pozitive le-ar fi contrabalansat pe cele negative și nu ar fi existat nicio tendință de scânteie.

342.] Există un rezultat al experimentelor lui Sarasin și De la Rive pe care este greu de conciliat cu teoria. După cum se vede din tabel, ei au descoperit că lungimea de undă a vibrației a fost egală cu de 8 ori diametrul rezonatorului; teoria ne-ar face să ne așteptăm ca circumferința rezonatorului să aibă jumătate de lungime de undă, deoarece, până la trecerea scânteilor, curentul din rezonator va dispărea la fiecare capăt al rezonatorului, deoarece putem neglija capacitatea butoanelor. Astfel, va exista un nod la fiecare capăt al rezonatorului și ar trebui să ne așteptăm ca lungimea de undă să fie de 2v ori diametrul în loc de 8 ori, așa cum au descoperit Sarasin și De la Rive.

Oglinzi parabolice.

343.] Dacă vibratorul este plasat în linia focală a unui cilindru parabolic și dacă este de așa natură încât tuburile Faraday pe care le emite sunt paralele cu linia focală, atunci undele emise de vibrator vor, dacă legile de reflectare a acestor unde sunt aceleași ca și pentru lumină, după ce reflectarea din cilindru iese ca un fascicul paralel și, prin urmare, nu va scădea în intensitate pe măsură ce se retrag din oglindă; dacă un astfel de fascicul cade pe o altă oglindă parabolică a cărei axă (adică axa secțiunii sale transversale) este paralelă cu fasciculul, acesta va fi focalizat pe linia focală a celei de-a doua oglinzi. Din aceste motive, utilizarea oglinzilor parabolice facilitează foarte multe experimente pe unde electromagnetice.

Fig. 120.

Oglinzile parabolice folosite de Hertz erau realizate din tablă de zinc, iar acestea

distanța focală a fost de aproximativ 12,5 cm. Vibratorul care a fost plasat în linia focală a uneia dintre oglinzi era alcătuit din doi cilindri de alamă egali așezați astfel încât axele lor să coincidă între ele și cu linia focală; lungimea fiecăruia dintre cilindri era de 12 cm. iar diametrul 3 cm., capetele lor scânteietoare fiind rotunjite și bine lustruite. Rezonatorul, care a fost plasat în linia focală a unei oglinzi parabolice egale, era format din două bucăți de sârmă, fiecare având o bucată dreaptă de 50 cm. lungă și apoi a fost îndoită în unghi drept pentru a trece prin spatele oglinzii, lungimea acestei piese îndoite fiind de 15 cm. Capetele care treceau prin oglindă au fost conectate cu un micrometru cu scântei și scânteile au fost observate din spatele oglinzii. Oglinzile sunt reprezentate în Fig. 120.

Screening electric.

344.] Dacă oglinzile sunt așezate la aproximativ 6 sau 7 picioare una de cealaltă în așa fel încât să se înfrunte una cu cealaltă și să aibă axele lor coincidente, atunci când vibratorul este în acțiune se vor observa scântei viguroase în rezonator. Dacă un ecran de tablă de zinc aproximativ 2 m. înalt cu 1 lat este plasat între oglinzi scânteile din rezonator vor înceta imediat; ele vor înceta, de asemenea, dacă se pune între oglinzi un paravan acoperit cu foiță de aur sau folie de tablă; interpunerea unui neconductor, cum ar fi o ușă de lemn, nu va produce totuși niciun efect. Vedem astfel că o placă metalică foarte subțire acționează ca un ecran perfect și este absolut opac la oscilațiile electrice, în timp ce pe de altă parte un neconductor permite acestor radiații să treacă destul de liber. Corpul uman este un conductor suficient de bun pentru a produce ecrane considerabile atunci când este interpus între vibrator și rezonator.

345.] Dacă firul este înfășurat în jurul unui cadru dreptunghiular mare, astfel încât spirele de sârmă să fie paralele cu o pereche de laturi ale cadrului, iar dacă aceasta este interpusă între oglinzi, va opri scânteile când firele sunt verticală și astfel paralelă cu tuburile Faraday emise de rezonator; scânteile vor începe însă din nou dacă cadrul este răsucit într-un unghi drept, astfel încât firele să fie în unghi drept cu tuburile Faraday.

346.]

Reflectarea undelor electrice.

346.] Pentru a arăta reflexia acestor unde așezați oglinzile una lângă alta, astfel încât deschiderile lor să se uite în aceleași direcții și axele lor să convergă într-un punct îndepărtat de aproximativ 3 m. din oglinzi. Nu pot fi detectate scântei la rezonator când vibratorul este în acțiune. Daca insa asezam in punctul de intersectie a axelor oglinzilor o placa metalica de aproximativ 2 m. pătrat în unghi drept cu linia care bisectează unghiul dintre axele oglinzilor, la rezonator vor apărea scântei; ele vor dispărea totuși dacă placa de metal este răsucită cu aproximativ 15° pe ambele părți. Acest experiment arată că aceste unde sunt reflectate și că, în orice caz, unghiul de incidență este egal cu unghiul de reflexie.

Dacă placa înfășurată cu sârmă este înlocuită cu placa metalică, vor apărea scântei atunci când firele sunt verticale și deci paralele cu tuburile Faraday, în timp ce scânteile vor dispărea dacă cadrul este răsucit până când firele sunt orizontale. Astfel, acest cadru reflectă, dar nu transmite tuburile Faraday paralele cu firele, în timp ce transmite dar nu reflectă tuburile Faraday în unghi drept față de acestea. De fapt, se comportă față de undele electrice la fel ca o placă de turmalină cu undele luminoase.

Refracția undelor electrice.

347.] Pentru a arăta refracția acestor unde Hertz a folosit o prismă mare făcută din pas; avea aproximativ 1,5 metri înălțime, avea un unghi de refracție de 30° și o latură înclinată de 1,2 metri. Când undele electrice de la vibrator au trecut prin această prismă, scânteile din rezonator nu au fost excitate când axele celor două oglinzi erau paralele, ci au fost produse atunci când axa oglinzii rezonatorului făcea un unghi potrivit cu cea a oglinzii. vibrator. Când sistemul a fost reglat pentru abaterea minimă, scânteile au fost cele mai viguroase în rezonator atunci când axa oglinzii sale făcea un unghi de 22° cu cea a vibratorului. Aceasta arată că indicele de refracție pentru pas este 1,69 pentru aceste unde electrice lungi.

Unghiul de polarizare.

348.] Când lumina polarizată într-un plan în unghi drept cu cel de incidență cade pe o placă de substanță refractoare și normala față de undă

349.]

face cu normala la suprafata un unghi tan_1 µ unde µ este indicele de refractie, toata lumina este refracta si nici una nu reflectata.

Trouton (Nature, 21 februarie 1889) a observat un efect similar cu aceste vibrații electrice. Dintr-un perete s-au obținut reflexii de 3 metri grosime când vibratorul și, prin urmare, tuburile Faraday erau perpendiculare pe planul de incidență, în timp ce nu a existat nicio reflexie când vibratorul a fost rotit într-un unghi drept, astfel încât tuburile Faraday erau în planul de incidenta. Acest experiment demonstrează că în Teoria Electromagnetică a Luminii tuburile Faraday și polarizarea electrică sunt în unghi drept cu planul de polarizare.

Înainte de a continua să descriem alte experimente interesante ale domnului Trouton privind reflectarea acestor unde din plăci de dielectrici, vom investiga teoria acestor fenomene pe teoria lui Maxwell.

349.] Să presupunem că unde plane sunt incidente pe o placă de dielectric mărginită de plane paralele, să se ia planul hârtiei drept cel al incidenței și al lui xy, să fie placa delimitată de planele paralele x = 0, x = –h, unda fiind incidentă pe planul x = 0. Vom lua mai întâi cazul când tuburile de polarizare și Faraday sunt la unghi drept cu planul de incidență. Fie ca intensitatea electromotoare în unda incidentă să fie reprezentată de partea reală a

A ^¡.(ax+by+pt).

dacă i este unghiul de incidență, A lungimea de undă a vibrațiilor, V viteza lor de propagare,

2π   2π2π

$a = – \cos i$, $b = – \sin i$, $p = – V$.

Fie ca intensitatea undei reflectate să fie reprezentată de partea reală a

AA~ax+by+pt)

Coeficientul lui y în exponențialul în unda reflectată trebuie să fie același cu cel în unda incidentă, altfel raportul dintre lumina reflectată și lumina incidentă ar depinde de porțiunea plăcii pe care a căzut lumina. Coeficientul lui x din expresia pentru unda reflectată poate diferi doar ca semn de cel din unda incidentă: căci dacă E este intensitatea electromotoare fie în unda incidentă, fie în unda reflectată, avem d2E d2E _ 1 d2E

dx2 + dy2 V2 dt2 '

prin urmare, suma pătratelor coeficienților lui x și y trebuie să fie aceeași pentru undele incidente și reflectate și, deoarece coeficienții lui y sunt aceiași, coeficienții lui x pot diferi doar în semn. Dacă E_1, E_2, E_3 sunt intensitățile electromotoare totale în unghi drept față de planul de incidență

în aer, poate pune în farfurie, iar în aer pe partea dincolo a plăcii, avem E = A (-(ax+by+pt) + a' ^(-ax+by+pt) E = B eL(a'x+by+pt) + B' eÎ-(-a'x+by+pt) E = C (^(ax+by+pt)

Unde

a'2 + b2 =

p2

V'2;

V fiind viteza cu care acțiunea electromagnetică se deplasează prin placă. Trebuie luate numai părțile reale ale expresiilor precedente.

Deoarece intensitatea electromotoare este continuă când x = 0 și când x = – h, avem

A + A' = B + B', (1)

Ce~ulh = j>, ia'h + b' Ba'h. (2)

Deoarece nu există o acumulare de tuburi Faraday pe suprafața plăcii, fluxul normal al acestor tuburi în aer trebuie să fie egal cu cel din dielectric. Fie K capacitatea inductivă specifică a plăcii, cea a

aerului fiind luată ca unitate, apoi în aerul chiar deasupra plăcii fluxul normal al tuburilor către placă este

-Î(A - A')V cos ieL(by+pt),

4π

curgerea normală a tuburilor din placă departe de suprafața x = 0 este K (B - B')V' cos rei(by+pt),

4π

unde r este unghiul de refracție. Din moment ce acestea trebuie să fie egale, avem

(A - A')V cos r = K (B - B ')V' cos r. (3)

Condiția corespunzătoare când x = —h dă

C e~iah V cos r = K (be~ia'h - B' Aa'h^ V' cos r. (4)

Ecuațiile (3) și (4) sunt echivalente cu condiția ca forța magnetică tangențială să fie continuă.

Rezolvând ecuațiile (1), (2), (3), (4), obținem

A0 = -A(K2V02 cos2 r - V2 cos2 i)(e“'h - e~ia'h) : Δ,' B = 2AV cos i(K V0 cos r + V cos i)Aa'h : Δ,

B0 = 2AV cos i(KV0 cos r - V cos i)e~iah : Δ,

C = 4AKVV0 cos i cos reia : Δ,

(5)

Unde

Δ = (K2V02 cos2 r + V2cos2i)(eia'h - e~ia'h)

+ 2KVV0 cos i cos r(eia'h + e~ia'h).

Astfel, corespunzând undei incidente de intensitate electromotoare

2 π .   . .

cos — (x cos i + y sin i + V t) ;

va exista o undă reflectată reprezentată de

— (K2 V02 cos2 r

V2 cos2 i) sin

2π,

—h cos r

A0

cos

2π . .π

— (—x cos i + y sin i + V t) + — — #

A2

unde A0 este lungimea de undă din placă.

D2 = (K2 V02 cos2 r + V2 cos2 i)2 sin2

2π,

—h cos r

A0

și

- D;

f 2π \

+ 4K2 V02 V2 cos2 i cos2 r cos2 — h cos r ,

A0

K2V02 cos2 r + V2 cos2 i ί 2π

tan # =--- --------------tan — h cos r

2KVV0 cos i cos r \ A0

Valurile din farfurie vor fi

V cos i(KV0 cos r + V cos i) x

cos

A ((x + h)

cos r + y sin r

+ V0t) - # : D;

și

V cos i(KV' cos r – V cos i) x

„2π   1

cos – (– (x + h) cos r + y sin r + V0t) – # D;

Λ

în timp ce valul care iese din placă va fi

2KVV' cos i cos r cos

2π   1

– ((x + h) cos i + y sin i + Vt) – # D.

Astfel vedem că atunci când 2vh cos r/Λ0 este foarte mic, unda reflectată dispare; aceasta este ceea ce ar fi trebuit să ne așteptăm, deoarece trebuie să necesite o placă a cărei grosime este cel puțin comparabilă cu lungimea de undă din placă pentru a produce orice reflexie apreciabilă. Când suprafața reflectorizante este prea subțire, obținem un rezultat analog cu întunecimea filmelor de săpun foarte subțiri. Trouton a verificat că nu există nicio reflectare a undelor electrice de la geamurile ferestrei decât dacă aceasta este acoperită cu umiditate.

Expresia pentru amplitudinea undei reflectate arată că aceasta va dispărea nu doar atunci când 2vh cos r/Λ0 dispare, ci și atunci când acesta este un multiplu al lui π. Trouton a folosit ca placă dielectrică un perete construit din cărămizi de parafină, metodă care i-a permis să încerce efectul de modificare a grosimii plăcii; a descoperit că, după ce s-a atins grosimea la care unda reflectată a devenit sensibilă, făcând peretele tot mai gros, unda reflectată putea fi diminuată, astfel încât efectele ei să fie insensibile. Cazul este exact analog cu cel al inelelor lui Newton, unde avem întuneric ori de câte ori 2h cos r este un multiplu al unei lungimi de undă a luminii din placă.

Va exista un unghi critic în acest caz dacă soluția ecuației K2 V02 cos2 r – V2 cos2 i = 0   (6)

e real. Dacă placa este nemagnetică, permeabilitatea magnetică este unitate,

și avem

sin2 i

V02   sin2 r '

deci ecuația (6) devine

cot2 r – cot2 i = O,

o ecuație care nu poate fi satisfăcută, astfel încât nu există un unghi critic în acest caz. Acest rezultat nu ar fi totuși adevărat dacă ar fi posibil de găsit

o substanță magnetică care era transparentă undelor electrice; căci dacă µ! este permeabilitatea magnetică a substanței, avem

V2 I1'K = V2;

astfel încât ecuația (6) devine cot2 r2 ,2 = cot i, µ 2 cot r

sau = cot i. µ

De cand

y/µ'K sin r = sin i

putem transforma această ecuație în

sin2 i =

µ'2 - µ'K

µ'2 - 1

µ'(µ' - K) µ'2 - 1 ;

prin urmare, dacă i este real, µ' trebuie să fie mai mare decât K. Nu se cunoaște nicio substanță care să îndeplinească condițiile de a fi transparentă și de a avea permeabilitatea magnetică mai mare decât capacitatea inductivă specifică, care sunt condițiile pentru existența unui unghi de polarizare atunci când Tuburile Faraday sunt la unghi drept cu planul de incidență.

Când avionul este foarte gros, vedem asta

KV' cos r — V cos i .

A' = ________________a

KV' cos r + V cos i '

sau dacă permeabilitatea magnetică este unitate,

A' =

sin(i — r) sin(i + r)

A;

care este analog cu expresia obtinuta de Fresnel pentru amplitudinea razei rehectate cand lumina incidenta este polarizata in planul de incidenta.

350.] În investigația anterioară, tuburile Faraday se aflau în unghi drept față de planul de incidență, vom lua în considerare acum cazul când se află în acel plan: ele sunt, desigur, în planurile în unghi drept față de direcția de propagare a cele mai multe valuri.

Fie intensitatea electromotoare în unghi drept cu raza incidentă

A eÍ.(ax+by+pt)

că în unghi drept cu raza reflectată

A ^.(-ax+by+pt)

Fie intensitatea electromotoare în unghi drept cu raza care se deplasează în același sens cu cea incidentă prin placa dielectricului, adică într-o direcție în care x scade, să fie

B ^(a'x+de+pt)

în timp ce cea în unghi drept cu raza care se deplasează într-o direcție în care x crește este reprezentată de

B' ^(-a'x+by+pt)

Intensitatea electromotoare în unghi drept cu raza care iese din placă este

C ^(ax+by+pt)

Condițiile la limită sunt (1) ca intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața plăcii să fie continuă; (2) că polarizarea electrică în unghi drept față de placă este, de asemenea, continuă.

Prin urmare, dacă i este unghiul de incidență, r cel de refracție, condițiile la limită la suprafața x = 0 a plăcii dau

(A — A0) cos i = (B — B') cos r, Ì

(A + A') sin i = K (B + B') sin r, J unde K este capacitatea inductivă specifică a plăcii.

Condițiile la limită la suprafața inferioară a plăcii dau C e~iah cos i = (B e~ia'h - B' éa'h) cos r,) C e““h sin i = K (B e~ia 'h + B' e“'h) sin r. J

Rezolvând ecuațiile (7) și (8) obținem

A' = A(K2 tan2 r - tan2i)(éa'h - e~M'h) : Δ', B = 2A(sini/ cos r)(K tan r + tan i)eLa'h : Δ', B' = —2A(sini/cos r)(K tanr — tani)e~La'h : Δ', C = 4AK tan i tan reiah : Δ',

(7)

(8)

Unde

Δ' = (K2 tan2 r + tan2 i)(eía'h - e~ía'h) + 2K tani tanr(eia'h + e~ia'h).

Din aceste ecuații vedem că dacă unda incidentă este egală cu

2π .. .

cos — (x cos i + y sin i + Vt)

valul reflectat va fi

(K2 tan2 r

tan2 i) sin

2π,

— h cos r

л

X

cos

2π

— (—x cos i + y sin i + Vt) + — — θ л2

undele din placă vor fi reprezentate de

(sin i= cos r)(K tan r + tan i) x

— D';

cos

2π ,

((x + h)

cos r + y sin r

+ V'ή - θ

— D',

și

— (sin i/ cos r)(K tan r — tan i) x

cos

— (x + h) cos r + și fără r

+ V't) - θ

D0

respectiv, în timp ce valul emergent este

2K tan i tan r cos

2

— A((x + h) cos i + y sin i + Vt) — θ — D', π

Unde

D'2 = (K2 tan2 r + tan2 i)2 sin2

2π,

—h cos r

л0

și

tan θ =

+ 4K2 tan2 r tan2 i cos2

2π,

—h cos r

л0

K2 tan2 r + tan2 i 2K tan r tan i

bronzat

2π,

—h cos r

л0

Din aceste expresii vedem că, ca și înainte, nu există undă reflectată atunci când h este foarte mic în comparație cu л0 și când h cos r este un multiplu al lui л0/2; aceste rezultate sunt aceleași indiferent dacă tuburile Faraday sunt în sau în unghi drept față de planul de incidență. Vedem acum, însă, că, pe lângă aceasta, unda reflectată dispare, indiferent de grosimea

placă, când K tan r = tan i, sau deoarece Vμ'K sin r = sin i unde μ' este permeabilitatea magnetică, unda reflectată dispare atunci când

tan2 i =

K (K - μ') μ'K - 1;

dacă placa este nemagnetică μ' = 1, și avem

tan i = vK.

Când K tan r = tan i unda reflectată și una dintre undele din placă dispar; intensitatea electromotoare în cealaltă undă din placă este

egal cu   [μ!2π.. \ — cos — (x cos r + y sin r + V t), V Kλ'

iar valul emergent este

2v (. .Hλ \

cos — I (x + h) cos i + y sin i + Vt —— cos r .

λ y   XJ

Intensitatea tuturor acestor unde este independentă de grosimea plăcii.

Dacă placa este infinit de groasă trebuie să punem B' = 0 în ecuațiile (7); făcând asta aflăm din aceste ecuaţii că

(K tan r   tan i)

A' = A , -----------1 ,

K tan r + tan i

B = A---------s^-2i--------.

sin i cos r + K cos i sin r

Dacă placa este realizată dintr-un material nemagnetic K = sin2 i/ sin2 r, iar în acest caz avem

д' _ Δ tan(i - r)

A --- A . . ,

tan(i + r)

B = 4A

sin r cos i sin 2i + sin 2r

Reflecție dintr-o placă de metal.

351.] Cazul foarte important când placa este realizată dintr-un metal în loc de izolator poate fi rezolvat în mod similar. Expresiile pentru intensitățile electromotoare din diferitele medii vor fi de același tip ca și înainte; în cazul reflexiei metalice însă mărimea a0, care apare în expresia intensității electromotoare din placă, nu va mai fi reală. Într-un conductor a cărui rezistență specifică este σ, intensitatea electromotoare va satisface o ecuație diferențială de forma d2E d2E
_ 4πμ dE

dr-   dy2σ dt '

sau, deoarece E variază ca eipt,

d2E   d2EI ν//ιρ

dx2   dy2σ

Prin urmare, deoarece în placa metalică E variază ca ei(±a'x+by+pt), vedem că

a02 + b2 = — 4πμιρ/σ. (9)

Pentru a compara mărimea termenilor din această ecuație, să presupunem că avem de-a face cu o undă a cărei lungime de undă este de 10q centimetri. Atunci, deoarece 2π/ρ este timpul unei vibrații, dacă V este viteza de propagare a acțiunii electromagnetice în aer,

V 2π/ρ = A,

dar V este egal cu 3 x 1010, prin urmare

p = 6-I0|o,/.

Dacă placa este făcută din zinc, σ este de aproximativ 104, astfel încât modulul de 4πμιρ)/σ este de aproximativ 24π2106_9. Acum b2 este

mai mic decât $4\pi 2/\lambda 2$, adică $4\pi 2 \times 10_2q$, deci raportul dintre modulul $4\pi\mu\iota\rho/\sigma$ la b2 este de ordinul $6 \times 106+q$ și, prin urmare, este extrem de mare, cu excepția cazului în care q este mai mic de -6, că este, cu excepția cazului în care lungimea de undă a oscilației electrice este mult mai mică decât cea a luminii verzi. Astfel, pentru unde apreciabil mai lungi decât aceasta, pentru o placă de zinc putem neglija b2 în ecuația (9), care devine apoi

$$a02 = -4\pi\mu\iota\rho/\sigma,$$

sau $a0 = \pm y/ 2\pi\mu\rho/\sigma(1 - \iota),$

astfel a0 este extrem de mare în comparație cu a.

Vom lua în considerare mai întâi cazul în care tuburile Faraday sunt la unghi drept cu planul de incidență, ca în art. 349. Condiția ca intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața plăcii să fie continuă va fi în continuare adevărată, dar întrucât nu există un unghi real de refracție în metale, este convenabil să recunoaștem a doua condiție a articolului respectiv ca exprimând condiția ca forța magnetică tangențială este continuă. Forța magnetică tangențială este paralelă cu y și este egală cu

1 dE μιρ dx ' unde μ este permeabilitatea magnetică. Prin această condiție și prin condiția anterioară constatăm, folosind notația art. 349,

A' = -A(α'2/μ2 - o2)(etha' - e~iha') D, B = 2Aα(α'/μ + a)elha' + D,

B' = 2Aα(α'/μ - a)e~lha' + D,

C = A4α(α!/μ)AHα + D,

unde >>

D = (α'2/μ2 + α2)(AKα' - e~Lha') + 2α(α'/μ)(£ó^α' + e~Lha');

(10)

Deoarece e¿(a x+by+pi) reprezintă o undă care se deplasează în placă în direcția undei incidente, adică astfel încât x este din ce în ce mai negativ; partea reală a lui ί́α0 trebuie să fie pozitivă, altfel amplitudinea undei ar crește continuu pe măsură ce valul merge mai departe; prin urmare, dacă Kα' este foarte mare, ecuațiile (10) devin aproximative, amintindu-ne că α'/α este, de asemenea, foarte mare,

A' = -A,

B =2^ A,

α0

C = B ' = 0.

Prin urmare, în acest caz, există o reflexie completă din placa metalică și, deoarece A' + A = 0, vedem că intensitatea electromotoare dispare la suprafața plăcii, iar din moment ce C = 0 nu există intensitate electromotoare pe partea îndepărtată a plăcii. farfuria. Condiția ca placa să acționeze ca un reflector perfect sau, ceea ce este același lucru, ca un ecran perfect, este ca {4πμρK2/σ}1 să fie mare. În cazul plăcilor de zinc valoarea acesteia

cantitatea pentru vibrații a căror lungime de undă este de 10q centimetri este egală cu 1,5 x 104_q=* 1 2 * * * * * *h, astfel încât pentru unde de 1 metru lungime este egală cu 1500h ; astfel, dacă h ar fi la fel de mare ca 15 dintr-un milimetru, a'h ar fi egal cu 10 și, deoarece e10 este foarte mare, reflexia în acest caz ar fi practic perfectă. Din acest rezultat vedem motivul pentru care foile de aur și folia de staniu sunt capabile să reflecte aproape complet aceste oscilații foarte rapide. Dacă totuși conductorul este un electrolit, σ poate fi de ordinul 1010, astfel încât a'h va fi acum doar 1,5 h pentru unde de 1 metru lungime, în acest caz va fi nevoie de o placă de electrolit de câtiva milimetri grosime pentru a produce reflecţie. Vom lua în considerare puțin mai pe deplin valul care iese din placa metalică. Avem prin ecuații (10)

4Aaa' e¿ha

μ{(α'2/μ2 + a2)(e¿ha' — e~'-ha') + (2aa'/^)(e¿h“' + e~Lha')} Dacă ha' este foarte mic asta poate fi scris

C   2Aaa' éha

μ{(a'2/μ2 + a2)ha'¿ + (2aa'/^)} '

sau, deoarece a'2/μ2 este foarte mare în comparație cu a2,

(11)

C =

Aeiha

ha'2 1

1 +-------+ 1 iMha

2μa   2

Aeiha

Unde

1 + (2vVh/a) + 1 Lµha

Astfel, corespunzător undei incidente

2 v cos — (x + Vt),

A

avem, din moment ce ha este foarte mic, un val emergent

1   2v .

__coS -(x . h+ Vt),

h' = h ï 1 - 1____µ_____1

h Д1 2 1 + 2π!ιν/σ\.

Deoarece V este egal cu 3 x 1010 și σ pentru electroliți este rareori mai mare de 109, vedem că pentru grosimi foarte moderate (2πΛ.ν/σ) va fi mare în comparație cu unitatea, astfel încât expresia pentru unda emergentă devine 1   2v ..

——— cos   ix + h + Vt).

(2π«ν/σ)   A

Grosimea materialului conducător care, interpus în traiectoria undei, produce o scădere dată a intensităţii electrice este astfel proporţională cu rezistenţa specifică a materialului; acest rezultat a fost aplicat pentru a măsura rezistența specifică a electroliților sub curenţi alternativi foarte rapid (vezi JJ Thomson, Proc. Roy. Soc. 45, p. 269, 1889).

Investigația anterioară se aplică în cazul în care tuburile Faraday sunt în unghi drept cu planul de incidență, aceleași rezultate se vor aplica și când tuburile Faraday sunt în planul de incidență: dovada acestor rezultate pentru acest caz vom lăsa totuși ca un exercițiu pentru elev.

Reflectarea luminii din metale.

352.] Presupunerea că a'/a este foarte mare este legitimă atunci când avem de-a face cu unde atât de lungi cât cele produse de aparatul lui Hertz, însă încetează să mai fie atunci când lungimea undei este la fel de mică precum este în vibrații electrice pe care le numim lumină. Vom considera deci separat teoria rehecției unor astfel de unde de pe

suprafețele metalice. În scopul de a face ecuațiile noastre mai generale, nu vom neglija în acest caz efectele curenților de polarizare din metal; când le includem, componentele forței magnetice și ale intensității electromotoare din metal satisfac ecuații diferențiale de forma

K' d2f + Mμ df=df + d2f + df dt2 σ dtdx2dy2 dz2

(1)

Vezi Maxwell's Electricity and Magnetism, art. 783; aici K' este capacitatea inductivă specifică a metalului.

353.] Să considerăm mai întâi cazul când unda incidentă este polarizată în planul de incidență, pe care îl luăm ca plan al lui xy, suprafața de rehecție fiind dată de ecuația x = 0. În acest caz, intensitatea electromotoare Z este paralel cu axa lui z; lasă valul incident să fie

¿(ax+by+pt)

Z = e

valul refăcut

Z = A e¿(-ax+by+pt)

Unde

a2 + b2 = Kp2,

(2)

K fiind capacitatea inductivă specifică a dielectricului, iar permeabilitatea magnetică a acestui dielectric fiind presupusă a fi unitate.

Fie ca unda din metal să fie dată de ecuație

Z = b eL(a'x+by+pt)
unde '2 ,24-l"Pfox a + b = p μK.(3) σ

Astfel în dielectricul avem

iar în metal Z = çAax+by+pt) + A çi>(~ax+by+pt) Z = B e'-(a'x+by+pt)

Deoarece Z, intensitatea electromotoare, este continuă când x = 0, avem

1 + A = B.

Prin ecuația (2) din art. 256 inducţia magnetică paralelă cu y este egală cu

1 dZ

tp dx '

și întrucât forța magnetică paralelă cu y este continuă când x = 0, avem

-

a(1 - A) = –B.

h

Din aceste ecuații găsim

1-–

A=

µα

(3*)

1 +---

µα

Să ne limităm pentru moment atenția la metalele nemagnetice pentru care µ = 1, în acest caz ecuația anterioară devine

1--

A=

_____A

1 + -0

A

Expresia dată de Fresnel pentru amplitudinea undei reflectate dintr-o substanță transparentă este exact de aceeași formă ca și acest rezultat, singura diferență fiind că pentru o substanță transparentă a' este reală, în timp ce în cazul metalelor este complexă.

354.]

EXPERIMENTE PE UNDELE ELECTROMAGNETICE.

418

Acum, pentru substanțele transparente, relația dintre a! și a este

a02 + bi- 2   02

a2 + b2 = μ '

unde μ0 este indicele de refracție al substanței.

În cazul metalelor însă relația dintre a0 și a este

a02 + b2 a2 + b2

K0

= μκ -

4πμό

Κρσ

= R2 e2¿", să zicem,

(4)

care are exact aceeași formă cu cea precedentă, cu Reia scris în loc de μ0, indicele de refracție al substanței transparente.

Astfel, dacă în formula lui Fresnel pentru lumina reflectată presupunem că indicele de refracție este complex și egal cu Reta, unde R și a sunt definiți prin ecuația (4), vom ajunge la rezultatele date de teoria anterioară a reflexiei lui lumina de metale.

354.] Să considerăm acum cazul când planul de polarizare este perpendicular pe planul de incidență; în acest caz intensitatea electromotoare este în planul de incidență și forța magnetică y în unghi drept față de aceasta. Dacă unda incidentă este exprimată prin ecuație

= ^i(ax+by+pt)

apoi in dielectric putem pune

y = p(ax+by+pt) + A ^i.(-ax+by+pt)

pe când în metalul pe care îl avem

y = B0 eRa'x+by+pt)

Deoarece forța magnetică paralelă cu suprafața este continuă, avem

1 + A' = B0.

(5)

Cealaltă condiție la limită pe care o vom folosi este aceea că Q, intensitatea electromotoare tangenţială paralelă cu axa lui y, este continuă. Acum, dacă g este polarizarea electrică paralelă cu y și v

curentul de conducere în aceeași direcție, atunci în dielectricul deasupra metalului

i-Jg _di

dt dx '

sau de când

g=Kq=

a2 + b2

4πρ2

Q

prin ecuația (2) avem

¿(a2 + b2) q   dy

p   dx

În metal

+ 4™ = - d2· dt dx

(4π\dy

sau   K0¿p +----Q = - — ·

y σ J dx

aceasta prin ecuația (3) devine

— (a02 + b2)Q =

Ph

dy

dx

prin urmare, deoarece Q este continuu când x = 0, avem

—a— (1 a2 + b2 (

- A0) =

ha'B _

(a02 + b2) '

(6)

Ecuațiile (5) și (6) dau

a' a2 + b2

~ a02 + b2

a' a2 + b2

+ a02 + b2

care este din nou, pentru metalele nemagnetice pentru care $\mu = 1$, de aceeași formă ca expresia lui Fresnel pentru amplitudinea undei reflectate dintr-o substanță transparentă. Astfel încât în acest caz, ca și în cel precedent, vedem că putem obține rezultatele acestei teorii a reflexiei metalice prin substituirea în expresia lui Fresnel a unei mărimi complexe pentru indicele de refracție.

355.] Acest rezultat duce la o dificultate asemănătoare cu cea subliniată de Lord Rayleigh (Phil. Mag. [4], 43, p. 321, 1872) în teoria reflexiei metalice asupra teoriei solidului elastic. de lumina. Rezultatul substituirii în expresiile lui Fresnel a unei cantități complexe pentru indicele de refracție a fost comparat cu rezultatul experimentelor asupra reflexiei metalice de Eisenlohr (Pogg. Ann. 104, p. 368, 1858) și Drude (Wied. Ann. 39). , p. 481, 1890). Cel din urmă scriitor constată că, dacă partea reală a lui R2 e2ia, cantitatea care pentru metale înlocuiește pătratul indicelui de refracție pentru substanțele transparente, se scrie ca n2(1 – k2), imaginarul

parte ca –2¿n2k; atunci n și k au următoarele valori, unde literele accentuate se referă la valorile pentru lumina roșie, cele neaccentuate la lumina de sodiu.

	nn0kk0	
Bismut	1.902.071.931.90	
Plumb, pur	2.011.971.731.74	
Plumb, impur....	1,97	1,74
Mercur, pur. . .	1.731.872.872.78	
Mercur, impur. .	1,55	3,14
Platină, pură. . .	2.062.162.062.06	
Platină, impură. .	2,15	1,92
Aur, pur	.366.3067.7110.2	
Aur, impur	.570	5.31
Antimoniu	3.043.171.631.56	
Staniu, solid	1.481.663.553.30	
Staniu, lichid	2,10	2,15

Cadmiu	1.131.314.434.05	
Argint	.181.20320.319.5	
Zinc	2.122.362.602.34	
Cupru, pur	.641.5804.095.24	
Cupru, impur. . .	.686	3.85
Aliaj cupru-nichel.	1,55	2,14
Nichel	1.791.891.861.88	
Fier de călcat	2,36	1,36
Otel	2.412.621.381.32	
Aluminiu	1.441.623.633.36	
Magneziu	.37.4011.811.5	

Se va vedea că pentru toate aceste metale fără excepție valoarea lui k este mai mare decât unitatea, astfel încât partea reală a lui R^2 e2¿" sau $n^2(1 – k^2)$ este negativă. Ecuația (4), Art. 353, arată , totuși, că partea reală a lui R^2 e2ia este egală cu µK'/K, o cantitate esențial pozitivă. Aceasta arată că teoria electromagnetică a reflexiei metalice nu este suficient de generală pentru a acoperi faptele. În acest sens, însă, este în nu este o poziție mai rea decât orice altă teorie existentă a luminii, în timp ce are avantajul față de alte teorii de a explica de ce metalele sunt opace.

356.] Direcția în care trebuie căutată o îmbunătățire a teoriei pare destul de evidentă. Tabelul precedent arată cât de rapid variază efectele în funcție de frecvența vibrațiilor luminii; ele sunt în acest sens analoge cu efectele „dispersiei anormale” (vezi Glazebrook, Report on Optical Théories, BA Report, 1885), care au fost luate în considerare

presupunând că moleculele substanței prin care trece lumina au perioade libere de vibrație comparabile cu frecvența vibrațiilor luminii. Energia absorbită de astfel de molecule este atunci o funcţie de frecvenţa vibraţiilor luminii, iar caracterul optic al mediului nu poate fi hxat de una sau două constante, cum ar fi capacitatea inductivă specifică sau rezistenţa specifică; trebuie să cunoaștem în plus perioadele libere ale moleculelor.

357.] Revenim acum la cazul metalelor magnetice; se pune întrebarea dacă aceste substanțe își păstrează sau nu proprietățile magnetice sub forțele magnetice care oscilează la fel de rapid ca cele dintr-un val de lumină. Am văzut (Art. 286) că fierul își păstrează proprietățile magnetice atunci când forțele magnetice fac aproximativ un milion de vibrații pe secundă; în undele luminoase, totuși, forțele magnetice vibrează de peste o sute de milioane de ori mai repede decât aceasta, și singurul mijloc pe care îl avem de a testa dacă substanțele magnetice își păstrează proprietățile în astfel de circumstanțe este să examinăm lumina reluată sau transmisă prin astfel de împrejurări. corpuri. Când facem acest lucru, totuși, lucrăm sub dezavantajul că, după cum arată investigația precedentă, teoria rehecției metalice este incompletă, astfel încât concluziile la care putem ajunge ca rezultate

ale acestei teorii nu sunt concludente. Asemenea dovezi pe care le avem, totuși, tind să arate că fierul nu își păstrează proprietățile magnetice în condițiile unor forțe magnetice atât de rapid alternante. Un exemplu de astfel de dovezi este furnizat de ecuația (3*), art. 353. Din acea ecuație vedem că, dacă μ pentru undele luminoase din fier ar fi foarte mari, intensitatea luminii reefectate din fier ar fi aproape aceeași cu cea a luminii incidente, cu alte cuvinte, fierul ar avea o rehecție foarte mare. putere. Reversul, însă, pare să fie adevărat; astfel Drude (Wied. Ann. 39, p. 549, 1890) dă următoarele numere ca reprezentând puterile de rehecție ale unor metale pentru lumina galbenă:

Argint.   Aur.Cupru.Fier.Otel.Nichel.

95.3 85.173.256.158.562.0

Rubens (Wied. Ann. 37, p. 265, 1889) dă pentru aceleași metale următoarele numere:

Argint. Aur. Cupru. Fier. Nichel.

90.3 71.170.056.162.1

Aproape acordul dintre numerele găsite de acești doi experimentatori pare să arate că micimea reecției observate de la fier ar putea

nu se datorează vreunei cauze accidentale, cum ar fi lipsa de lustruire. Un alt motiv pentru a crede că fierul nu manifestă proprietăți magnetice sub acțiunea undelor luminoase, este că nu există nimic excepțional în poziția fierului față de constantele optice ale metalelor din tabelul din art. 353. Teoria reflexiei metalice este totuși atât de departe de a explica faptele încât nu putem acorda multă greutate considerațiilor bazate pe ea. Singura concluzie la care putem ajunge este cea negativă, că nu există dovezi care să arate că fierul își păstrează proprietățile magnetice pentru vibrațiile luminii.

Schimbarea de fază produsă de transmiterea luminii prin pelicule subțiri de metal.

358.] Quincke (Pogg. Ann. 120, p. 599, 1863) a investigat schimbarea fazei produsă atunci când lumina trecea prin plăci subțiri de argint și a constatat că în multe cazuri faza a fost accelerată, efectul fiind același ca și când viteza luminii prin argint era mai mare decât cea prin aer. Kundt (Phil. Mag. [5], 26, p. 1, 1888), într-o serie de experimente foarte frumoase, a măsurat deviația unei raze care trece printr-o prismă mică de metal și a constatat că atunci când prisma era făcută din argint , aur sau cupru, abaterea era spre capătul subțire. În cazul prismelor de platină, nichel, bismut și fier, abaterea a fost, pe de altă parte, spre capătul gros. Putem găsi cu ușurință în teoria electromagnetică a luminii schimbarea de fază produsă atunci când

lumina trece printr-o peliculă subțire de metal. Ecuația (11) din art. 351 arată că, dacă unda incidentă (presupusă pentru simplitate călătorește în unghi drept față de film) este reprezentată de

dax+pt)

t;

valul emergent va fi

4a(a0/-) eiha e¿(ax+pt)

(a'2/-2 + a2)(e¿ha' - e~Lha'l + 2a(a'/-)(e¿ha' + e~Lha'l '

sau dacă filmul este atât de subțire încât ha' este o cantitate mică, unda emergentă este egală cu

t¿ha ^¿(ax+pt)

1 + l'F- (F +

2 a \ μ2

Acum, deoarece în acest caz b = 0, avem prin ecuația (4) din art. 353 a02

— = R2 e2¿”, deci unda emergentă este egală cu a2

çûia çi,(ax+pt')

(!> 2 r2ia

1 i Re.

1 + 2 /hua <----+ 1

2 lu2

sau, neglijând pătratele și puterile mai mari ale lui h, aceasta este egală cu

e2haR2 sin2ap 1 /.ha |ih^a(l+R2 cos2a/^2) e^(ax+pt)

__ e2haR2 sin 2o·// 1 'P·"·(ί́ — {l+R2 cos2a/^2}) e¿(ax+pt)

prin urmare accelerația de fază exprimată ca lungime este egală cu

h (1 — ^{1 + R2 cos 2α/μ2}^ ,

sau pentru substanţele nemagnetice să

lh(1 – R2 cos 2a).

În interpretarea acestui rezultat suntem afectați de dificultăți, fie că luăm R2 cos 2a așa cum este determinat de teoria electromagnetică, fie că îl luăm așa cum este dat de experimentele lui Drude. În primul caz R2 cos 2a este pozitiv, astfel încât accelerația nu poate fi mai mare de h/2, sau viteza aparentă a luminii prin metal nu poate fi mai mare de două ori mai mare decât cea prin aer; acest lucru nu este în concordanță cu experimentele lui Kundt asupra argintului și aurului. Dacă, pe de altă parte, luăm valorile lui Drude pentru R2 cos 2a, deoarece acestea sunt negative pentru toate metalele, viteza aparentă a luminii printr-un hlm de orice metal ar trebui să fie mai mult decât dublu față de cea prin aer; aceasta din nou nu este în conformitate cu observațiile lui Kundt, conform cărora viteza aparentă a luminii prin alte metale decât aurul, argintul sau cuprul este mai mică decât cea prin aer. Am fi putut anticipa că ar apărea o astfel de discrepanță, deoarece am presupus în deducerea expresiei pentru raza transmisă că intensitatea electromotoare paralelă cu suprafața metalului este continuă. Acum, dacă presupunem că vibrațiile luminii au perioade comparabile cu perioadele moleculelor metalului, intensitatea electromotoare din metal va apărea din două cauze. Ora se datorează inducției magnetice, aceasta va fi continuă cu cea din aceeași cauză în aer; a doua se datorează reacției moleculelor metalului asupra mediului care transportă lumina. Acum există

nu pare a fi niciun motiv să presupunem că această parte a intensității electromotoare ar trebui să fie continuă pe măsură ce trecem de la aerul care nu prezintă dispersie anormală la metalul care o are. Intensitatea electromotoare paralelă cu granița este astfel probabil discontinuă și, prin urmare, nu ne-am putea aștepta ca o formulă obținută cu condiția ca această intensitate să fie continuă să fie în conformitate cu experimentul.

Reflectarea undelor electromagnetice din fire.

Reflecție dintr-un grătar.

359.] Vom considera acum reflexia undelor electromagnetice dintr-un rețea format din fire metalice similare și paralele, ale căror secțiuni transversale le lăsăm pentru prezent nedeterminate, dispuse la intervale egale, axele tuturor firelor fiind într-un singur plan, pe care îl vom lua ca plan al lui yz, axa lui z fiind paralelă cu firele: distanța dintre axele a două fire adiacente este a. Vom presupune că o undă în care intensitatea electromotoare este paralelă cu firele și al cărei front este paralel cu planul rețelei, cade peste fire. Intensitatea electromotoare în unda incidentă poate fi reprezentată de partea reală a lui AeW(vt+x), x fiind măsurată din planul rețelei spre unda care avansează. Incidența acestei unde va induce curenți în fire, iar acești curenți vor produce ei înșiși intensități electromotoare

paralele cu z în regiunea din jurul lor; aceste intensități vor fi în mod evident exprimate printr-o funcție periodică a lui y de un asemenea caracter încât atunci când y este crescut cu a valoarea funcției rămâne neschimbată. Dacă facem ca axa lui z să coincidă cu axa unuia dintre fire, intensitatea electromotoare va fi evident o funcție uniformă a lui y. Astfel E2, intensitatea electromotoare datorată curenților din fir, va fi dată de o ecuație de forma

2rnffy Lnx vt

------ee л

A

E2 —

Σ Am cos

unde m este un număr întreg.

Întrucât intensitatea electromotoare satisface ecuația d2E d2E _ 1 d2E

dx2 + dy2 V2 dt2 '

avem

n2

4ff2m2 4π2

a2 + V '

Vom presupune că distanța dintre firele grătarului este foarte mică în comparație cu lungimea undei; astfel, cu excepția cazului în care m este zero, primul termen din partea dreaptă a ecuației de mai sus va fi foarte mare în comparație cu al doilea, astfel încât atunci când m nu este zero, putem pune

/2vm

n = ±------,

A

în timp ce când m este zero

2π

n = ——

semnul minus fiind luat astfel încât să reprezinte o undă divergentă de fire. Înlocuind aceste valori aflăm că atunci când x este pozitiv,

í2π (vf ('.,·■ |,vjl p ,2nm x2χííI·I.} l2v vt

E2 = Ao e λ vf ” ' + £ Am eax cos--------------------------- e > vt,

m=1 a

unde a este o constantă.

Când rata de alternanță este atât de rapidă încât undele au doar câțiva metri lungime, intensitatea electromotoare de la suprafața firului metalic trebuie să dispară, vezi art. 300 și 301; prin urmare, dacă E1 este intensitatea electromotoare în unda incidentă, E1 + E2 trebuie să dispară la suprafața firului. În apropierea grătarului, totuși, x/A va fi mic; de aceea putem pune, scriind

Am cos —Vt + B0m sin — Vt pentru Am ,í2·'νλ,

A A

2% 2π2π

E1 + E2 = (A + Ao) cos — Vt + (A0(x + a) — Ax) —- sin — Vt

A AA

_ 2ktox2'κτy Í ..2πTΓ. 2πτ \

+ £ ea cos------ AL cos — Vt + Bm sin — Vt .

a \ AAJ

Acum în Maxwell's Electricity and Magnetism, Vol. i. Artă. 203, se arată că expresia

I 2kx2^W4πχ i

Clog < 1 — 2e a cos-------+ ea >+ Dx,

A

unde C și D sunt constante, este constantă pe o serie de fire paralele echidistante, ale căror axe sunt la distanță de o distanță și a căror secțiune transversală este aproximativ circulară. Logaritmul poate fi extins sub formă

A

p 1 _2m^x 2m^y

— 2C > , — e   a cos-------

m

Acum, în expresia pentru E1 + E2 pune

2C

A + Ao — 0,   Am — 0,

m

Bm

apoi

E1 + E2 — A cos — (Vt + x) — A cos — (Vt — (x + a))

A   A

/   _2~T2vy _4πχ \2v

+ C log I 1 — 2e a cos-+ ea sin — Vt,

aA

deci lângă grătar unde x/A este mic

Ei + E2 — sin — Vt

A

í .2vx   ,2π .

< — A—-A— (x + a)

AA

în   2~χ2vУ4~χ

+C log I 1 — 2e a cos----------+ ea

A

și vedem prin rezultatul lui Maxwell că cantitatea din interiorul suportului are o valoare constantă pe suprafața firelor; prin urmare, dacă facem această valoare zero, vom fi îndeplinite condițiile problemei. Fie 2c diametrul oricăruia dintre firele din planul rețelei, atunci când x — 0 și y — c expresia din interiorul suportului trebuie să dispară, prin urmare

. 2v z(l .2 vc

—A—a + C log 4 sin2 — — 0.

Aa

Pentru a găsi o altă relație între A, C și a trebuie să luăm în considerare ecuația la secțiunea transversală a firului de la origine, și anume,

. 2v ,   ,κ (>. 2^x2vy4πχ \

—A—(2x + a) + Clog I 1 — 2e a cos-+ ea 1—0,

Aa

sau înlocuind C valoarea acestuia în termeni de A,

/ 2x \ Ί (2 VC Ίf _2πχ 2 Vy _4πχ \

--+ 1 log < 4 sin2 — > — log 1 — 2e a cos   + ea aaa

(1)

Dacă d este valoarea lui x când y = 0,

a = 2d

log 2 sin —

A

{   _2πά

1 — ea

„ . kc

2 păcat -

A

(2)

Când c = d, această ecuație devine, deoarece c/a este mică,

2a   kc

a =-------log 2 sin —.

k   a

Expresia pentru E_2 constă din două părți, dintre care una este

—Ae t (Vt-(x+a)) ;

C log

care reprezintă o undă reflectată egală ca intensitate cu cea incidentă, dar a cărei fază este modificată prin reflexie de către QA — a), unde a este dată de (2) și depinde de dimensiunea firelor și distanța dintre ele. Cealaltă parte a expresiei pentru E_2 este

__2κy _____________l'~x

1 — 2e a cos---------+ ea

A

Acest lucru este inapreciabil la o distanta de 4 sau 5 ori distanta dintre fire de retea, deci reflexia, la o oarecare distanta de gratar, este aceeasi, cu exceptia alterarii in faza ca de la o suprafata metalica continua.

360.] Dacă intensitatea electromotoare ar fi fost în unghi drept cu firele, reflexia ar fi fost foarte mică; astfel o rețea de acest fel va acționa ca un polariscop, schimbând fie prin reflexie, fie prin transmisie un set nepolarizat de vibrații electrice într-unul polarizat. Când este folosit pentru a produce polarizare prin transmisie, îl putem considera ca analogul electric al unei plăci de cristal de turmalină.

Imprăștirea undelor electromagnetice de către un fir metalic.

361.] Imprăștirea produsă atunci când un tren de unde electromagnetice plane lovește un cilindru metalic infinit de lung, a cărui axă este în unghi drept cu direcția de propagare a undelor și al cărui diametru este mic în comparație cu lungimea undei, poate fi găsită cu ușurință. după cum urmează:-

Vom începe cu cazul în care intensitatea electromotoare în unda incidentă este paralelă cu axa cilindrului, pe care o luăm ca axa lui z; axa lui x fiind în unghi drept cu fronturile undelor incidente.

Fie A lungimea de undă, apoi E_1, intensitatea electromotoare în undele incidente, poate fi reprezentată prin ecuație

E_1 = e   (vt+x),

unde trebuie luată partea reală a părții din dreapta. Direcția pozitivă a lui x este opusă celei în care se deplasează undele. În vecinătatea cilindrului x/A este mic, astfel încât să putem pune

ι2π vt / -,   2X

Ei = - >■ vt 1 + ix—

aproximativ, sau dacă r și θ sunt coordonatele polare ale punctului în care intensitatea este E1,

ι2π vt / -,   '2zA

E1 = e λ vt 1 + i—r cos θ 1 .

Fie E2 intensitatea electromotoare datorată curenților induși în cilindru, atunci E2 satisface ecuația diferențială

d2E2 1

+ r

dE2 dr

1 d2E2 +--------

'r2 dθ2

1 d2E2

V2 dt2

A2 E

2;

sau dacă E2 variază ca cos nθ,

d2E2 + 1 dE2   / 4π2E - 0

dr2 r dr y A2 r2 J 2

Soluția căreia în afara cilindrului este

E2 = An cos n3Kn(—r^ e λ vt

unde Kn reprezintă funcția „externă” a lui Bessel de ordinul al n-lea. Prin urmare

+ A1 cos θK1

(2-A

+A2 cos 2θK2

362.]

EXPERIMENTE PE UNDELE ELECTROMAGNETICE.

Acum, deoarece cilindrul este un bun conductor, intensitatea electromotoare tangenţială totală trebuie să dispară pe suprafaţa sa, vezi art. 300 și 301. Prin urmare, dacă c este raza cilindrului, $E_1 + E_2 = 0$ când $r = c$; din această condiție obținem

Prin urmare

Ko

A1 =

/2w

A 2 — A3 — ... — 0.

Ko

Ko

A

1

o =

362.] Să luăm în considerare mai întâi efectul cilindrului asupra liniilor de forță magnetică din vecinătatea lui. Dacă a, β sunt componentele forței magnetice paralele cu axele lui x și respectiv y, E intensitatea electromotoare totală, atunci

dE   άβ2π

dx   dtA'

dE   da2π

—— = —— = -L-Va dy   dtA

Astfel direcția forței magnetice va fi tangențială la curbele peste care E este constantă, ecuațiile la liniile forței magnetice din vecinătatea cilindrului sunt deci

Ko

1-----

Ko

2v

+ ь— cos θ

K1

r — c—

K1

unde C este independent de r și θ.

Acum 2'nc/A este prin ipoteză foarte mic, iar când x este mic atunci, prin art. 261, valorile lui Ko și K1 sunt date aproximativ de ecuații

Ko(x) = log(2y/x),

Ki(x) = -K'o (x) = -,

X

unde 7 este constanta lui Euler și log 7 este egal cu .5772157.

În vecinătatea cilindrului, r/λ este mic ca și c/A, astfel încât în această regiune ecuațiile la liniile de forță magnetică sunt, aproximativ,

log (r/c) log (7AAc)

2π 2v (c2 — r2)

cos — Vt + — cos θ-------------

λ λ r

sin — Vt = C. λ

În această expresie, coeficientul lui cos(2^Vt/A) este foarte mare în comparație cu cel al lui sin(2ffVt/A), astfel încât, cu excepția cazului în care 2vi / λ este un multiplu impar al lui π/2, adică dacă intensitatea în unda incidentă pe axa cilindrului dispare, ecuațiile la liniile de forță magnetică sunt

log (c/r) = o constantă,

astfel încât aceste linii să fie cercuri concentrice cu cilindrii.

Când 2vi / λ este un multiplu impar al lui π/2, liniile forței magnetice sunt

dat de ecuaţia (c2r2) cos θ= C, r

sau în coordonate carteziene

x{c2 - x + y2)} = C x + y2); aceste curbe sunt prezentate în Fig. 121.

Fig. 121.

363.] Deoarece direcția de mișcare a tuburilor Faraday este în unghi drept față de ei înșiși și față de forța magnetică, atunci când liniile de forță magnetică din apropierea cilindrului sunt cercuri, aceste tuburi se vor mișca radial, în vecinătatea cilindrului, tuburile pozitive (adică cele paralele cu tuburile din unda incidentă) deplasându-se spre interior, cele negative spre exterior. În cazul special în care intensitatea electromotoare dispare pe axa cilindrului, unda incidentă aruncă tuburi de un semn în jumătatea cilindrului din față, unde x este pozitiv, iar tuburile de semn opus în jumătatea din spate, unde x este negativ; în acest caz, dacă tuburile pozitive din vecinătatea cilindrului se deplasează radial spre interior în faţă, ele se deplasează radial spre exterior în spate şi inversâ; există în acest caz doar câteva tuburi în apropierea planului ecuatorial, iar mișcarea acestora nu mai este radială.

364.] Când distanţa de la cilindru este mare în comparaţie cu lungimea de undă, avem

= 1L 2

2b

ç—l2kt/X

—1L 2------

2   (r/Л)2

(r/Л) 2'

3 6-ι.2πν/λ

Astfel în valul „împrăștiat” de cilindru

(r-Vt-il) r 1   i

e2 =------------1----< -— ---—— 4-----—— cos θ > .

2(г/Л) 2   [log(y^/c)Л2J

Astfel, în acest caz, așa cum ar trebui să ne așteptăm, partea undei împrăștiate care este independentă de azimut este mult mai mare decât partea care variază cu θ, astfel încât nu există nicio direcție în care intensitatea luminii împrăștiate să dispară. În acest sens, cilindrul metalic seamănă cu cel format dintr-un neconductor, al cărui efect asupra unui tren de valuri a fost investigat de Lord Rayleigh (Phil. Mag. [5], 12, p. 98, 1881): există totuși unele diferențe importante între cele două cazuri; în primul rând vedem că, întrucât c apare în

termenul principal doar ca logaritm, cantitatea de lumină împrăștiată de cilindru se modifică foarte lent cu dimensiunile cilindrului, în timp ce în lumina împrăștiată dintr-un cilindru dielectric intensitatea electromotoare în unda împrăștiată este proporțională cu aria secțiunii transversale a cilindrului. Din nou, atunci când cilindrul este un bun conductor, intensitatea electromotoare în unda împrăștiată, dacă am

considerați termenul logaritmic ca aproximativ constant, variază ca A2 și astfel crește odată cu lungimea de undă, în timp ce atunci când cilindrul este un izolator, intensitatea electromotoare variază ca A_3, astfel încât împrăștierea scade rapid pe măsură ce lungimea undei crește. Cel mai interesant caz de acest fel este atunci când valul incident pe cilindru este un val de lumină; în acest caz teoria indică faptul că lumina împrăștiată de cilindrul metalic ar fi ușor roșiatică, în timp ce cea de la cilindrul izolator ar fi distinct albastră; albastrul în acest din urmă caz ar fi mult mai hotărât decât roșul precedentului, întrucât variația intensității luminii împrăștiate cu lungimea de undă este mult mai rapidă atunci când cilindrul este izolator decât atunci când este un bun conductor. .

365.] Vom continua acum să luăm în considerare cazul când intensitatea electromotoare în unda incidentă este în unghi drept cu axa cilindrului. Acest caz prezintă mai mult interes decât precedentul deoarece caracteristicile generale ale rezultatelor obținute se vor aplica împrăștierii luminii de către particule limitate în toate direcțiile; este astfel reprezentativ pentru împrăștierea prin particule mici în general, în timp ce particularitățile cazului discutat în articolul precedent s-au datorat formei cilindrice a obstacolului. Singurul caz la care rezultatele acestui articol nu ar fi aplicabile fără investigații suplimentare este acela în care particulele sunt foarte magnetice și vom descoperi că nici acest caz nu constituie o excepție, deoarece rezultatele noastre nu implică permeabilitatea magnetică a cilindrului. .

Deoarece intensitatea electromotoare este în unghi drept cu axa cilindrului, forța magnetică va fi paralelă cu axa.

Fie ca forța magnetică H1 în unda incidentă să fie exprimată prin ecuație

$H_1 = e (Vi+x)$.

Când x care este egal cu r cos θ este mic în comparație cu A, acesta este aproximativ

Hi = e vt <f π2 2¿2ππ2 2Ί 1 — — r +—— r cos θ — — r cos 20 > .
A2AA2

Deoarece H, forța magnetică, satisface ecuația diferențială d2H d2H
_ 1 d2H

dx2 + lÿ = v2 "dt2" '

365.]

forța magnetică H_2 datorată curenților induși în cilindru poate fi exprimată prin ecuație

H_2 = e ''j A0K0Ç y/j

+ Ai cos 0K1

+ A2 cos 20K2

unde A_0, A_1 și A_2 sunt constante arbitrare.

Condiția care trebuie îndeplinită la limita cilindrului este ca intensitatea electromotoare tangențială de la suprafața acestuia să dispară. În acest caz avem însă,

d

— (H_1 + H_2) = 4π (intensitatea curentului în unghi drept față de r). dr

Curentul din dielectric este un curent de polarizare, iar dacă E este intensitatea electromotoare tangenţială, intensitatea acestui curent în dreapta

unghiurile la r este K dE 4π dt '
care este egal cu k^ve. 4π λ

Astfel, condiția ca E să dispară la suprafață este echivalentă cu

condiția ca d - (Hi + H2) = θ dr

când r = c, c fiind raza cilindrului. Din această condiție obținem

¿2p

p2

_2CÃ2

.d i2p \

+ Ao~TK· (,c I = θ; dc y λ J

. d „ (2p l

+ A1J~K1 í „T-c I = θ; dc y λJ

. dT_(2pl

+ A2~¡~K2 I „T'c I = θ. dc \ λ/

Deoarece 2ffc/A este foarte mic și, prin urmare, aproximativ

primim

r2

Ao = -2π2 - ;

C2

Ai = ¿4π2 A2 ;

r4

A2 = — 2π\-τ ·

2   A4

Astfel forța magnetică datorată curenților induși în cilindru este dată de ecuație

2 C ι2π vt f . . Í 2x \

H2 = 2π2— e λ v4 -Ko^~ r)

A2   f VA/

+ 2¿ cos θK1

%2c2

A2

cos 2θK2

366.] Pentru a trasa liniile intensității electromotoare, observăm că dacă ds este un element al unei curbe în dielectric, d(H1 + H2)/ds este proporțional cu intensitatea electromotoare în unghi drept cu ds, astfel încât liniile de intensitate electromotoare vor fi liniile

H1 + H2 = o constantă.

Când r/A este mic, această condiție duce la ecuație

v" vt

e λ

1   ”2 2

1------r

A2

-     ' K

■ Ko

2π A 2óπ   [2π 2 í 2π A ́I

—r +—Γ" cos θ < r + — c K1 I —-r I >

AA   AA

π2   f 22v2c'

- — cos 2θ < r2 +--A2r~ K2

= C;

unde C este o constantă.

Înlocuind valorile aproximative ale lui K0, K1 și K2, aceasta devine

ι2π vt

π2 2 2k2c22/-(r2 + c2)

1 - vxr2 +--— log(^r/qA) + — cos θ--------------

Λ2   A2Ar

-2   (

— — cos 2θ r2 + A2

C4

r-2

= C.

Cu excepția cazului în care eiwVt/À este complet real, adică cu excepția cazului în care rata de variație a forței magnetice în unda incidentă la axa cilindrului dispare, de departe cel mai important termen este cel care conține cos θ, astfel încât ecuațiile la liniile de intensitate electromotoare sunt

$c^2 + r^2$

-------cos θ = o constantă = C_0, să zicem.

r

Fig. 122.

Liniile de intensitate electromotoare sunt reprezentate în Fig. 122.

În momentele în care 6ó2πν//λ este complet real, liniile sunt aproximativ cercuri concentrice cu secțiunea transversală a cilindrului, deoarece în acest caz termenul care implică logaritmul este cel mai important dintre termenii variabili.

367.] Când r este mare în comparație cu A, obținem prin introducerea lui

valorile funcțiilor K atunci când argumentul este foarte mare, adică.

Ko(x)

1

2x

i π

= t2 —

1

K,(x)=-t3 (2x) 2

2 2

H = -" 6''>)(1 + 2 cos0), r 2 A 2

reținând doar cele mai mici puteri ale lui c/A.

Astfel, forța magnetică în unda împrăștiată dispare când 2 cos θ = — 1, sau într-o direcție care formează un unghi de 120° cu raza incidentă. Când unda este împrăștiată de un cilindru izolator, Lord Rayleigh (lc) a constatat că intensitatea magnetică în raza împrăștiată a fost exprimată printr-o formulă similară, cu excepția faptului că factorul (1 + 2 cos 0) a fost înlocuit cu cos 0. Astfel, dacă luăm cazul în care unda incidentă este una luminoasă, lumina împrăștiată va dispărea în direcția deplasării electrice atunci când particulele sunt izolatoare, în timp ce va dispărea într-o direcție făcând un unghi de 30° cu

această direcție. dacă particulele sunt metalice. Dacă lumina incidentă nu este polarizată, atunci cu particule metalice lumina împrăștiată va fi complet polarizată într-o direcție care face 120° cu direcția de propagare a luminii incidente, în timp ce dacă particulele sunt izolatoare direcția în care polarizarea este completă este în unghi drept față de direcția luminii incidente. Observațiile lui Tyndall, Briicke, Stokes și Lord Rayleigh oferă dovezi abundente ale adevărului ultimei afirmații: dar nu pare să fi fost publicat niciun experiment cu privire la rezultatele reflectării luminii din particulele metalice mici.

368.] Rezultatele precedente au și o aplicație importantă în luarea în considerare a influenței mărimii reflectorului asupra intensității undelor electromagnetice reflectate. Când intensitatea electromotoare este paralelă cu axa cilindrului, cel mai important termen din expresia undei reflectate implică doar raza cilindrului ca logaritm, aceasta va varia astfel doar lent cu raza, astfel încât în în acest caz, dimensiunea cilindrului are o importanță relativ mică: prin urmare, putem concluziona că vom obține o reflexie bună dacă lungimea reflectorului măsurată în direcția intensității electromotoare este considerabilă, indiferent de lățimea reflectorului din dreapta. unghiuri față de intensitatea electromotoare. Pe de altă parte, atunci când intensitatea electromotoare este în unghi drept cu

pe axa cilindrului, intensitatea electromotoare în unda împrăștiată crește pe măsură ce pătratul razei cilindrului, astfel încât în acest caz dimensiunea reflectorului este importantă. Aceste rezultate sunt confirmate de experimentele lui Trouton privind „Influența pe care o exercită dimensiunea reflectorului în experimentul lui Hertz”, Phil. Mag. [5], 32, p. 80, 1891.

Despre împrăștierea undelor electrice de către sferele metalice.

369.] Vom continua să discutăm în detaliu problema incidenței unei unde electrice plane asupra unei sfere de metal*.

Dacă a, β, y; f, g, h sunt, respectiv, componentele forței magnetice și ale polarizării în dielectric care sunt radiate din sferă, atunci dacă β reprezintă oricare dintre aceste mărimi, acesta satisface o ecuație diferențială de forma

d2 β^2β^2β1d^(d dr-dy2 +dz2V2dt2 '

unde V este viteza cu care acțiunea electrică este propagată prin dielectricul care înconjoară sfera. Dacă A este lungimea de undă a perturbației incidente asupra sferei, atunci componentele inducției magnetice și ale polarizării electrice vor varia toate pe măsură ce e t'y, astfel V _2d2^/dt2 poate fi înlocuit cu —4π2β/A2, astfel încât scrierea k pentru 2π/A, ecuația (1) poate fi

scris d2'' + </2β ++ k2 .0 dX2 + dy2 + ■ + =0·

a cărui soluție este prin art. 308,

β = eLkVt P fn(kr)Sn;

unde r este distanța de la centrul sferei. Deoarece undele de forță magnetică și polarizarea dielectrică radiază în exterior din sferă

1 d

kr d(kr)

fn(kr) =

*Răspândirea printr-o sferă izolatoare este discutată de Lord Rayleigh (Phil. Mag. 12, p. 98, 1881). Incidența unei unde plane pe o sferă a făcut obiectul unei disertații trimise la Trinity College, Cambridge, de profesorul Michell în 1890. Nu cunosc nicio lucrare care să discute problema specială a împrăștierii sferelor metalice.

Sn este o armonie sferică solidă de gradul n. Trebuie menționat că fn(kr) din acest articol este (kr)~nf (kr) din articolul 308.

370.] Vom demonstra acum o teoremă datorată profesorului Lamb (Proc. Lond. Math. Soc. 13, p. 189, 1881), că dacă a, β, y satisfac ecuații de forma (1) și dacă

da 'βdyθ

dx dydz'

atunci soluția cea mai generală a acestor ecuații este dată de

9

a = Σ ((n + 1)fn-i(kr) '¡n

β = ς((n + 1)fn-1(kr)

dy

y = ς{ (n +1)f»-i(kr)

nk2r2n+3 f (,) d !n

nk r fn+1(kr) dxr2n+1(

__ (dd\

+ ь Ukr)\ydz   yj

nk2r2n+3 fn+i(kr)-d-dy

[d

+ Σ fn(kr)[Z —

dx

nk2r2n+3 fn+i(kr)

(d

+ Σ fn(kr) X —

n

r'2n+1 Γ

d

- XTz !n

(2)

^n eu

r2n+1 f

d

_ y dX) ! ■

unde !n, !n reprezintă armonii sferice solide arbitrare de gradul n. De cand

d!n   d !nÍ dd\ 0

dx ' dx r2n+1y dz 7 dy J ^n

sunt armonice sferice solide de grade (n — 1), — (n + 1), respectiv n, vedem că expresia dată pentru a satisface ecuația diferențială (1); în mod similar, această ecuație este satisfăcută de valorile lui β și y.

Să găsim acum valoarea lui da/dx + 'β/dy + dy/dz; observăm că termenii care implică !n dispar identic, iar din moment ce

r   .V^-IП+т =0;

/ν'» n^+ X

avem

da άβ dy _.k .. . ί ddd Ί

. . . . + dy + dz = ' + 1J dfn-(krh+ ydÿ + M!"

- p[nk3r2n+2f"+l(kr) + n(2n + 3)k2r2n+ifn+i(kr)]xfdd dì !n

Vdd + vdy + ■ ■

= Pn.n + k{f"_1($) + k2r2f"+1($) + (2n · 3)krf„+1($)}.

Acum

fn(kr) =

1 d kr d(kr)

n ç—^kr

kr

prin urmare

f"-1($) = krfn($).

(3)

Avem de asemenea

f"(kr) + 2(nk+ 1) f'n(kr) + Ukr) = θ;

care poate fi scris ca

d

fkr f'n(kr) + (2n + 1)fn(kr)} = ~krfn(kr) = -f^_i(kr) prin (3);

prin urmare, deoarece constanta integrării trebuie să dispară, deoarece toate furile implică e~lkr,

kr f"(kr) + (2n + 1)fn(kr) = -fn-i(kr); (4)

iar prin (101), art. 309,

(2n + 1)fn(kr) = -{fn_i(kr) + k2r2 fn+i(kr)}. (5)

Scriind (n + 1) pentru n în (4), avem

kr f"+i(kr) + (2n + 3)fn+i(kr) = -fn(kr)

f"-i(kr) (6)

kr

Din această ecuație vedem că

da + dβ + d'y   θ

dx dy dz

Pentru a demonstra că ecuația (2) oferă cele mai generale expresii pentru a, β, y, observăm că valorile lui a, β pot fi scrise

Στ· /7 \   Í /i r)\ d!n |l /1 \ 7 2 2n+1 d!n— 1 Ì

fr] n   ' 2 dx- (n- 1)kr ' dx;.. J

Í dd \ f ΄Ι

+ fydl “ y) !n ;

tí d!   d ! M(7)

β = P f (kr) J (n + 2) d!n+1   (n _ 1)k2r2n+1 — _nzh I

β = ^f"(krqpn + 2) dy (n'dyr'n-q

Í dd \ . ΄Ι

+ vtfc ■ xdZ.)!n\:>

Expresiile cele mai generale pentru a, β, atunci când reprezintă radiații către exterior din sferă, pot totuși, art. 308, se exprimă sub forma a = p fn(kr)Un) β = p fn(kr)Vn,j

unde Un, Vn sunt armonii sferice solide de gradul n. Deoarece !n și !n sunt arbitrare, le putem determina astfel încât valorile lui a și β date de (7) să fie în acord cu cele date de (8). Astfel (7) sunt expresii suficient de generale pentru a, β, iar când a și β sunt date, y rezultă din ecuație

da   dβdyθ

dx   dydz

371.] Dacă a, β, y reprezintă componentele forței magnetice, f, g, h componentele polarizării electrice sunt, într-un dielectric, date de ecuații

4-^ =   dydβ
dt   dydz
=   tati
dt   dzdx
dh 4-— =   dβda
dt   dxdy

Luând valorile lui β și y date în (2), vedem că termenul în

/dt care implică tn este egal cu

(” + 1)-f'n-1(kr) - nk3rfn+i(kr} - n(2n + 3)fc2fn+i(kr)| x

dtn   dtn

ylT _ ziy

iar aceasta prin ecuațiile (4) și (6) este egală cu

I 2 r и \ I '   d!n Ì

(2” + 1)k fn(krU y—-----z— f .

dz dy J

Să considerăm acum termenul din 4ndf /dt care implică !n; aceasta este egală

d fn(kr) t-2di

ddd

x~r + v~r + z dx dy

0

n

+ fn(kr)k

0

n

i <■ n \ d!'n   , . nx , ́Idtn

= -(n + 1)fn(kr)^ + rkfn (kr)~ï !n - krfn (kr)^ ;

aceasta prin ecuațiile (4) și (6) este egală

” + 1 ih 2 2 p / 7 \ e /7 \\ τ 2 2 r / 7 \́I d!n

-     + 1 { (kr fn+1(kr) + fn-1(kr)) - kr fn+1(kr)}

+ rkfn (kr) nx t

1   (d!0d !0 1

—   1 J (n + 1) f -, (kr)a!nnk2r2n+3 f 7 (kr)— !n I

= (2n + 1) V” + 1,f“-1(kr) dx   nk r ,n+l(kr)dx r2”+q .

Astfel, dacă a, β, y sunt date de (2), atunci avem

|-df P 1   J (” + 1)f ,(kr) d!n”k2r2n+3f (kr) d !n \

dt 2n + 1 [dxdx r2n+1 J

i   I iw2r /7 \ (d!nd!n \

O^(2” + 1)k fn(kr)ly^ -   ;

4xd

dt

f   di !0d t !

___1 J (” + 1)f ,(kr) n   ”k2r2n+3f , Akr·)— !n

2n + 1 V” + i)}"-1{kr> dy   ”kr f"+1(kr)dy r2..+1

+ P(2n + 1)k2fn(kr)

din din zix ~ xn)

|-dh _ p 1 j (n + 1)f , (kr)nk2r2"+3 f , ,ikr\—__I

t _^2» ■   dznklf+l[kr>dz^i

i   ¿ ni л\1 2 H \ I d!nd!n \

+ E(2n+1)kz“(kr4 т ~ vt ·

372.] În unda electrică plană incidentă pe sferă, să presupunem că polarizarea electrică h0 în frontul de undă este paralelă cu z și exprimată prin ecuație

h0 _ e(Vt+x) _ elk(Vt+x\

unde axa lui x este în unghi drept cu frontul de undă.

Trebuie să extindem h0 în formă

e¿kVí P AnQn,

unde Qn este o armonică zonală de grad n a cărei axă este axa lui x și An este o funcție a lui r pe care trebuie să o determinăm.

De cand

Akx _ P AnQn,

iar din moment ce satisface ecuaţia

d2' + <Pψ + ά2ψ + ,2   0

TA + ~TA ' TA + k ' ' _ 0; dx2 d' 2 dz2

şi este hnit când r _ 0, vedem prin art. 308 că

Un _ A'nSn(kr) _ A"n(kr)n

(1 dì

[kr d(kr))

sin kr kr

unde A"n este independent de r.

sin kr i   k2r2k4r4

kr _ _ IT + Í5Γ vedem că atunci când kr este foarte mic

De cand

Un _(-1)nAn

(kr)n

(2n + 1)(2n - 1) ··· 1 :

(9)

Dar dacă x/r _ µ, avem

eikrk _ P AnQn,

r+1   Γ+12A

zj   dkkr'Qn 4µ _ A„/Q2n 4µ _

Cea mai mică putere a lui kr din partea stângă a acestei ecuații este a n-a, coeficientul acesteia este egal cu

Γ+1 nQ ά ______________________2¿n______________,

|n J_1 µ Q µ (2n + 1)(2n - 1)(2n - 3)... 1'

prin urmare, când kr este mic, avem

2¿n(kr)n _ 2 An

(2n + 1)(2n - 1)... 1 = 2n + 1 Comparând această ecuație cu (9) vedem că

astfel încât

AП

Un

^&τμ

XA

, An.

¿kr

(2n + 1) ¿n ;

2-fA Sn(kr),

Σ 2 Sn(kr)Qn.

¿n

Această expresie este dată de Lord Rayleigh (Theory of Sound, ii. p. 239). Prin ecuația (101) a art. 309 avem

An—1 An+1

2n — 1 2n + 3

Acest lucru poate fi demonstrat și direct astfel,

A Γ+1

An—1

2n - 1

An+1

2n + 3

(10)

1

+1

1

An— 1   An+1

2n — 1   2n + 3

^ι&τμ

2   (Qn-1 ~

_ 1   '

2 ¿kr

Ί +1

Qn+1)

- -1

f+1

dQn—1

άμ

Termenii dintre paranteze pătrate dispar și de atunci

dQn—1   dQn+1/o

—-J-------J--- = -(2n + 1)Qn;

άμ άμ

373.]

EXPERIMENTE PE UNDELE ELECTROMAGNETICE.

444

avem

An—1

2n — 1

An+1

2n + 3

1

2tkr

(2n +ïykr»Qn άμ

Un

Lkr

373.] Va fi convenabil să culegem împreună rezultatele pe care le-am obţinut.

În valul incident,

2n —+ 1

fo = 0;   go = 0;ho = ékVt P —— QnSn(kr),

cn

și deci prin art. 9,

2n —+ 1

«o = 0;   7o = 0;βo = 4+hoV = Ш' ékVt P—-— QnAn(kr).

Ln

Pentru unda împrăștiată de sferă, omițând factorul timp, avem deoarece d/dt = ikV

4+bkV f = P

1

2n + 1

-,.i d 10

(n + 1)f , (kr) n nk2r2n+3 f , Jkr) —________!n

(n + 1)fn_1(kr) dx nk r fn+1(kr) dx r2n+1

ip(2n + 1) k2 f (kr) I ,,,d!n + 2_^(2n + 1)k Jn(k> M y dz

din dy

4+bkV f = P

1

2n + 1

di ' |(n +1)fn-1(kr)

- nk2r2n+3fn+1(kr)

d in'

dy r

2n+1

+ P(2n + 1)k2fn(kr)

din din zix ~ xu)

4+bkV f = P

1

2n +

cel '

) (n + 1)f , (kr) n nk2r2n+3 f , ,(kr·)— !n > S (n + 1)fn~1(kr) -z kr fn+1(kr) -z r2n +1?

P 2nume nume

O^(2n + 1)k fn(kr)lx— - y— I

Σí/it\p/? \ d!n ¡ 2 2n+3 r / î \ d !n

I(n +1)fn_1(kr)— - kr + fn+1(kr) dx~2nn+~1

la'

+pf“<krk y^z

374.]

EXPERIMENTE PE UNDELE ELECTROMAGNETICE.

445

β = ς((n + 1)/«-!(kr)

mor _

kr)

r fn+l(kr) animal2n+1i

Í di !

+ P ы

''

Stabiliți í = p{ (n+i)/ni(M

nk2r2n+3 f (,) d !n \ nk r Jn+l(kr) dzr2n+1(

Í d/ !' d! ! \

IP f (KR) У n \

f„(kr^Xdy x '·

374.] Pentru a determina în, i'n, vom presupune că sfera este un conductor perfect și, prin urmare, că intensitatea electromotoare și, prin urmare, polarizarea electrică, este în unghi drept cu sferă. Această condiție este îndeplinită indiferent de rezistența sferei dacă frecvența este atât de mare încât kVμα2/σ este mare; a fiind raza sferei, σ rezistența sa specifică și μ permeabilitatea sa magnetică. Dacă R este polarizarea electromotoare normală, Θ aceea de-a lungul unei tangente la un meridian, Φ aceea de-a lungul unei paralele de latitudine, atunci condiția

df dg dh dx dy dz

0

este echivalent cu

d (r2R) + (r sin υΘ) +

dr   sin u du

-Ц (ΓΦ) = 0; sin u 'φ

dar deoarece Θ și Φ dispar pe toată sfera, acest lucru, dacă a este raza sferei, dă condiția

d

— (r2R) = 0 când r = a· dr

Acum rR = x(f + fo)+ y(g + go) + z(h + ho);

dar

4^ikV(xf + un + zh) — P n · (n + 1) (r Jkr) + k2r2 f , Rkr)}i!

V (xf + yg + zh) = g , ^ + 1 \Jn-1\kl) + ki Jn+1\k'))ln

= V n · n +1 · fn(kr)i!n; prin ecuația (6), xf0 + yg0 + zh0 = z V AnQn, omițând factorul timp·

Dar dacă r, θ, φ sunt coordonatele polare ale punctului ale cărui coordonate carteziene sunt x, y, z,

z =

și

Qn

;

r sin θ sin φ,

1 ί dQn+1dQn—1

2n + 1 t dy dy

prin urmare, dacă !n = гпУП unde УП este o armonie de suprafață de grad n, condiția

d

— (r2R) = 0 când r = a dr

devine

1d d

____ V (n+1)Y0_(an+1 f (la)) — sin θ sinΦW Q_(a2 A)

■"Y/.-KV 7 n ' (n +1)Yn da (a Jn(ka)) sin θ sinφ/ 7 Qn d(a An)

, ■ Л. dQn d (a An— 1aAn+1 ì

= sin θ sin φ > J —-— <--------------------------------> ;

dy do[2n — 1 2n + 3J

dar sin θ sin φ^A. este o armonică de suprafață de gradul n, deci dy

Y 0 =

n

. . . . n , dQn d (a2An-1

sin θ sin φ—--— <--------

dy da (2n —

a2 An+1

2n +

n .n +

\~/k\

d

. . . . da(un+1fn(tu))

sau de (10)

Y,n = 4πV sin θ sin φ^-^· n dy

d(aAn)

____________ei____________ d

n n +1 — (un+1fn(tu))

da

și !'n = rnY'n.

375.] Trecem acum la hnd !n. Integrala de linie a intensității electromotoare luată în jurul oricărei curbe închise este egală cu rata de diminuare a numărului de linii de inducție magnetică care trec prin ea: dacă luăm ca curbă închisă una desenată pe suprafața sferei, vedem: întrucât intensitatea electromotoare tangenţială de pe suprafaţa sferei dispare, dispare şi rata de diminuare a inducţiei magnetice normale; această condiție, deoarece inducția variază armonic, este echivalentă cu

condiția ca inducția magnetică normală să dispară pe suprafața suprafeței; prin urmare, când r = a, avem

x(« + «o)+ y(P + βo) + z (7 + 70) = 0. (1)

Dar când r = a,

x« + yP + z7 = У n. (n + 1)(2n + 1)fn(la)!n, x«o + yPo + Z7o = 4ffVy P AnQn

= 4π Și sin θ cos φ P

An—1

2n —

An+1

2n +

dQn άμ

Să !n

avea

MÂNCA

¿k

sin θ cos ϕ P An

dQn άμ

= rnYn, unde Yn este o armonică de suprafață de grad n.

Atunci noi

Y =

n=

\-\'mână

n n +1 2n +1 ¿k

fără θ cos ϕ

dQn άμ

Un fn(ca)'

376.] Înlocuind valorile tocmai găsite pentru !n, !n, constatăm că valorile lui f, g, h, «, β, 7 în unda împrăștiată de sferă sunt, omițând factorul timp, dat de ecuații

f = p-----1---— — i(n +1)fn-i(kr) —

n . n +1. bn bk [dx

n · л · 1dQn A

rn sin θ sin φ—-

άμ)

- nk2r'2n^3fn+i(kr')

± /sin esin '' ! 1 da Иπ(м)

dX\ rn+1 βφ («n+1fn(k«)

da

p 2n + 1 Sn(ka)(dd A (jdQn\

___\ ------------------- _______·_ + (I-»IY> I í il_ _ ■y 1 ί IY> c? 1 TI HX*sf_ I — / .

__________ ~“-T fi (k/) IU—— — — II Γ Fără U COS ϕ--- I ,

inan n n +1 fn (ka)y dz dy J yάμ J

p

g = z----rr

n.n+1

bn   (n + 1)fn-i(M dy

n · л · ±dQn A rn sin θ sin φ—— dμ J

- nk2r2n+3fn+1(kr) φ

sin U sin φβμ   ϕ<aSn(lk,))

T^n+l   capac

2 da(a*+1fn(ka

P 2n +1

bnan .nn +

Sn(la) fn (la)

fn(kr)

n   dQn

rn fără θ cos   ;

dμ j

h = p-----1----—   +1)fn-i(kr)

nn + 1.bn z,k V 7 U 7 d

n · л · idQnA r sin V sin ϕ—-— dμ J

- nk2r2n^3fn+1(kr)

d d

Û ' idQn sin V sin ϕ—— dμ

rn+1

d da

ÇaSn(la))

d <a”+1fn(la))

p   2n +1

bnan .nn +

Sn(la) fn(la)

fn(kr)

n · n I dQ n

rn fără V cos φ—— ;

άμ y

a = 4kV

și 1 S la Í .. nad

----- in / z π a 1 (n + 1)fn-i(kr) -j-

nn +1 bnbk fn(la) [dx

n · л idQnA rn sin V cos φ—-

dμ J

+ 4kV 52 ·

β = 4 ani

- nk2 fn+i(kr)r2n+3 4 dx

2n + 1 nn +

1

bn

d da

aSn (la)

d (an+1fn(la))

nn + 1. bn

1 Sn(la) bk fn(ka)

+ 4πν 52 ·

dQn

fără V cos φ—— dμ

rn+1

fn(kr)

(n + 1)fn-1(kr)

- nk2fn+1(kr)r2n^3

d dy

n   dQn

r" sin V sin φ—— dμ J

n   dQn

rn sin V cos φ—— dμ J

dQn

fără V cos ϕ—-– dμ

rn+1

2n + 1 nn +

1

bn

d da

aSn (la)

d (»”+1fn(M)

fn(kr)

n   dQn

r sin V sin   ;

dμ J

7 = 4πν ^2

an 1 Sn(to) \   d

----- I n / TTTS Ì (n + 1)fn-1(kr) -r nn + 1 bnbk jn(ka) [dz

n   dQn

rn sin V cos φ—— dμ J

+ 4πν

- nk2fn+1(kr)r2n+3 dL

2n +

n.n+1

1

bn

d da

aSn(la)

d (»"+1fn(M

dQn

fără V cos φ—— dμ

rn+1

fn(kr)

n   dQn

r sin V sin — .

dμ J

377.] Aceste expresii dau soluția problemei împrăștierii unei unde plane de către o sferă de orice dimensiune. Cazul particular când

raza sferei este foarte mică în comparație cu lungimea de undă a undei incidente este de mare importanță. În acest caz ka este foarte mic, iar valorile aproximative ale lui Sn(ka), fn(ka) sunt, Art. 308, exprimat prin ecuații

Sn(ka) =

(—1)n(ka)n

2n +1. 2n - 1... 1 '

-—bka

fn(ka) = (-1) 2n - 1 . 2n - 3 ... 1 (ka)2n+1

Înlocuind aceste valori în ecuațiile precedente și reținând doar puterile cele mai mici ale lui ka, vom obține, omițând factorul timp,

f = k5a3 eikaf2(kr)xz + 1 k4a3 eikafi(kr)Z;

g = k5a3

h = 1 k3a3 éka{2fo(kr) + k2(3z2 - r2)f2(kr)g - k4a3 Akafi(kr)x;

a = Ш'1 k5a3 eLkaf2(kr)xy + \-\'d4X' eikafi(kr)y.9

β = '1 k3a3 cika{2fo(kr) + k2(3y2 - r2) f2 (kr) g

6

IwVik'a3 eLkafi(kr)X'

Ί = -4ffV 1 k5a3 €Lkaf2(kr)yz.

La o distanţă de sferă, care este mare în comparaţie cu lungimea de undă, kr este foarte mare; avem atunci aproximativ

-—bkr

f2(kr) = "k Λ '

fi(kr) = -

i ç—bkr

k2r2

-—bkr

f0(kr) = -kT-

1 Z

2 r

Înlocuind valoarea lor și introducând factorul timp, obținem

¿k(vt-(ra)) k2a3 bXZ -

rr

¿k(vt-(ra)) k2a3 yz

g = -e κ J--------------2 '

rr e'k(vt-(ra)) k2a3 Z2

r r2

iX + 2r);

ik(vt-(ra)} k2a3 (x xy y0

a = 4ffVe v (4-------+ - t

r ч 2 r"   r J

β = 4πy   (Vt-(ra)) k2a3 Í У2 - r2x

r I   2r2

д ТГ ik(vt—(r—a)} ka 1

7 = 4π V evv   yz.

9

r

Din aceste expresii vedem că

xf + yg + zh = O,   xa + χβ + z7 = 0;

astfel încât atât polarizarea electrică cât și inducția magnetică să fie în unghi drept cu raza. Avem de asemenea

fa + gβ + hy = 0,

astfel încât polarizarea electrică să fie în unghi drept cu inducția magnetică.

Luând partea reală a expresiilor precedente, vom hnd

f2 + g2 + h2 = cos2 k(Vt - (r - a))—— < (- + 1) + 3 — > ,

r2   r 2r2

2   <->22/ t τ r\22 i (τ τ í \A kaf / xi \ 2 o y Ì

a2 + β2 + 72 = (4^V)2 cos2 k(Vt - (r - a)—— < (- + 2) + 3 — f .

Astfel, vedem că inducția magnetică rezultantă este egală cu Ivi ori deplasarea electrică rezultată. Am fi putut deduce acest rezultat direct din art. 9, deoarece tuburile Faraday se deplasează spre exterior în unghi drept față de ei înșiși cu viteza V.

378.] Din expresiile pentru polarizarea electrică rezultantă și forța magnetică vedem că în locurile unde unda împrăștiată dispare x/r = -1 ; y = 0.

Astfel, lumina împrăștiată produsă de incidența unei unde polarizate plane dispare în plan prin centru în unghi drept cu inducția magnetică în unda incidentă de-a lungul unei linii, formând un unghi de 120° cu raza până la punctul în care Unda hrst lovește sfera și nu dispare în altă direcție decât aceasta. Astfel, dacă undele de lumină nepolarizate sau de deplasare electrică incid asupra unei sfere, a cărei rază este

mică în comparație cu lungimea de undă a vibrației incidente, direcția în care lumina împrăștiată este polarizată plană va fi înclinată la un unghi de 120°. ° în direcția luminii incidente. Risipirea de

lumina prin sfere metalice mici urmează astfel legi care sunt destul de diferite de cele care sunt valabile atunci când împrăștierea este produsă de particule neconductoare. În acest din urmă caz (vezi Lord Rayleigh, Phil. Mag. [5], 12, p. 81, 1881), când o rază de lumină plană polarizată cade pe o sferă mică, lumina împrăștiată dispare în toate punctele normale ale planului. la inducția magnetică, unde vectorul rază formează un unghi de 90°, și nu 120°, cu direcția luminii incidente. Astfel, atunci când lumina nepolarizată cade pe o sferă mică neconductoare, lumina împrăștiată va fi complet polarizată în orice punct al unui plan prin centrul sferei în unghi drept față de direcția luminii incidente. Când lumina este împrăștiată de o sferă conducătoare, punctele în care lumina este complet polarizată se află pe suprafața unui con a cărui axă este direcția de propagare a luminii incidente și al cărui unghi semi-vertical este de 120°. Tuburile Faraday emanate de sfera conducătoare formează două seturi de curbe închise, care sunt separate de suprafața acestui con. Momentul acestor tuburi fiind în unghi drept atât față de inducția magnetică, cât și de polarizarea electrică este radial, astfel încât energia emisă de sfera conducătoare este, atunci când luăm în considerare un punct a cărui distanță față de centru este un număr mare de lungimi de undă. , care se deplasează radial spre exterior din sferă.

Într-un punct apropiat de sfera kr este foarte mic, astfel încât avem aproximativ

f—bkr   f — bkrO^—bkr

f (k'   fl(kr) = -'f2(kr)= /'r· ·

Înlocuind aceste valori în expresiile din art. 377, constatăm că componentele polarizării electrice totale și inducției magnetice, adică polarizarea și inducția împrăștiate din sferă plus cele datorate undei incidente, sunt date aproximativ de ecuații

f =

3a3

r5

xz cos kVt;

g =

3a3

—— yz cos k Vt,

eu un i

h = < — (3zI 2 — r2) + 1 > cos kVt;

y =

Astfel, când r = a,

. . . . 3—z ,T r

f = —— cos kVt, a2

a = —6πV —și cos kVt,

a2

a3

—6kV—5 —și cos kVt,

(a3 ̕I

— 2kV< — (3y2 — r2) — 2 > cos kVt, a3

—6kV— este cos kVt.

Γ-5 a

3z2

h = —— cos kVt; a2

(—2 + z2) β = 6M(—+) cos kVt,

a2

g = —— cos kVt, a2

y = —6kVy^ cos kVt.

a2

Astfel, la suprafața sferei polarizarea electrică rezultată este radială

și proporțional cu z; există astfel o distribuție a electricității peste sfera a cărei densitate a suprafeței variază pe măsură ce distanța punctului de pe sferă de la un plan prin centrul său paralel

cu planul de polarizare al undei incidente,|planul de polarizare fiind planul din dreapta unghiuri față de polarizarea electrică.

Inducția magnetică la suprafața sferei este tangențială la sferă și egală cu

6kV-{—2 + z2} 1 cos kVt;

A

este astfel proporțională cu distanța unui punct de pe suprafața sferei față de diametrul sferei paralel cu forța magnetică din unda incidentă. Liniile de forță magnetică de pe sferă sunt cercuri mari care trec toate prin acest diametru.

Deoarece polarizarea electrică este radială și inducția magnetică este tangențială, impulsul datorat tuburilor Faraday care se află în unghi drept cu fiecare dintre aceste mărimi este tangențial. Direcția impulsului este tangențială la o serie de cercuri mici de pe sferă ale căror planuri sunt în unghi drept cu diametrul sferei paralele cu inducția magnetică în unda incidentă.

Valuri de-a lungul firelor.

379.] Dacă se face ca potențialul electric de la un capăt al unui fir să varieze armonic, astfel încât să fie reprezentat în orice moment prin cospt, electromo-

intensitatea activă, pe măsură ce procedăm de-a lungul firului, va fi o funcție armonică a distanței de la capătul firului; dacă lungimea de undă a acestei distribuții armonice este A, viteza de propagare a perturbației de-a lungul firului este dehnificată a fi Ap/2%. Această viteză ar trebui, dacă teoria lui Maxwell este adevărată, să fie egală cu V, viteza cu care perturbațiile electrodinamice sunt propagate prin aer (vezi art. 267). Într-adevăr, pe această teorie, efectele observate se deplasează în realitate prin aer, chiar dacă firul este prezent, astfel încât introducerea firului nu modifică material condițiile fizice. Vibrațiile electrice luate în considerare în acest capitol sunt toate de foarte mare frecvență, fiind produse prin descărcarea condensatoarelor prin circuite scurte de descărcare. În acest caz (vezi Art. 269) intensitatea electromotoare în regiunea din jurul firului este în unghi drept cu acesta și putem presupune că fenomenele din apropierea firului se datorează tuburilor Faraday radiale, cu capetele lor pe fir care se deplasează de-a lungul firului. aceasta cu viteza luminii.

380.] Un interes considerabil se acordă unor experimente făcute de Hertz, care păreau să indice că viteza de-a lungul firului era considerabil mai mică decât cea prin aer; și deși experimentele ulterioare au arătat că această concluzie este eronată și că, așa cum

indică teoria lui Maxwell, cele două viteze sunt identice, experimentele lui Hertz sunt de mare interes atât din punct de vedere al metodelor utilizate, cât și din punct de vedere pe care le ilustrează.

Fig. 123.

În aceste experimente Hertz (Wied. Ann. 34, p. 551, 1888) a folosit vibratorul descris în art. 325. Acesta a fost plasat într-un plan vertical; în spatele și paralel cu una dintre plăcile metalice A, și izolată de aceasta, era o placă metalică B de suprafață egală (vezi Fig. 123). Un fir lung a fost lipit la B și îndoit astfel încât să vină în fața vibratorului și să se afle în planul vertical al

simetria vibratorului la aproximativ un picior deasupra liniei de bază. Sârma, care avea peste șaizeci de metri lungime, era dus printr-o fereastră și era ținută cât mai departe posibil de pereți etc., pentru a se evita perturbările care decurg din undele reflectate. În primul set de experimente, capătul liber al firului a fost izolat. Rezonatorul folosit a fost bobina circulară de sârmă de 35 cm. în raza descrisă anterior. Atunci când planul rezonatorului era în unghi drept cu axa vibratorului, intensitatea electromotoare datorată vibratorului (în afară de acțiunea firului) nu a produs (Art. 331) nicio tendință de scânteie în rezonator, deci că scânteile din această poziţie a rezonatorului trebuie să fi fost în întregime datorate perturbării produse de fir. Pentru a observa efectele datorate firului, rezonatorul a fost răsucit în propriul plan până când întrefierul a fost în punctul cel mai înalt și, prin urmare, paralel cu firul. Când rezonatorul a fost deplasat de-a lungul firului au fost observate următoarele efecte. La capătul liber al firului (care era izolat) scânteile din rezonator erau extrem de mici, pe măsură ce rezonatorul era deplasat spre vibrator scânteile creșteau și atingeau un maxim; au scăzut apoi din nou până aproape că au dispărut. Dacă numim un astfel de loc un nod, atunci, pe măsură ce rezonatorul s-a deplasat de-a lungul firului, s-a constatat că astfel de noduri apar la intervale aproximativ egale.

381.] Efecte periodice similare au fost observate atunci când planul rezonatorului era în unghi drept cu firul, întrefierul fiind vertical; într-o asemenea poziţie nu ar fi existat scântei decât dacă firul ar fi fost prezent. La deplasarea rezonatorului de-a lungul firului, luminozitatea scânteilor s-a schimbat în mod periodic: pozițiile însă în care scânteile erau cele mai strălucitoare cu rezonatorul în această poziție au fost cele în care au fost mai tocite când rezonatorul se afla în poziția sa anterioară.

Acest rezultat este ceea ce ar trebui să ne așteptăm din considerente teoretice. Pentru că atunci când rezonatorul se află în prima poziție, cu planul său care trece prin fir, spațiul de aer este plasat paralel cu firul. Acum, tuburile Faraday care călătoresc de-a lungul firului sunt, după cum am văzut art. 269, în unghi drept față de acesta și deci

față de întrefier: astfel tuburile care cad direct pe întrefier nu au tendința de a produce o scânteie; scânteile trebuie să se datoreze tuburilor colectate de rezonator și aruncate de acesta în întrefier. Tuburile care se deplasează cu capetele pe fir vor fi reflectate de extremitatea izolată a acestuia, astfel încât vor exista tuburi care se deplasează în direcții opuse de-a lungul firului; tuburi incidente care se deplasează de la vibrator la capătul liber al firului și tuburile reflectate care călătoresc înapoi de la capătul liber

la vibrator.

Să luăm acum în considerare ce se va întâmpla atunci când vibratorul se află într-o poziție ca cea reprezentată în fig. 124. Tubul aruncat în întrefier de un tub pozitiv, cum ar fi CD care vine de la vibrator, va fi de semn opus celui aruncate de un tub pozitiv, cum ar fi AB care pornește de la capătul liber: astfel, în această poziție a vibratorului, tuburile pozitive care se mișcă în direcții opuse se vor neutraliza reciproc efectele în producerea de scântei, deși cresc intensitatea electromotoare rezultată: astfel, în acest caz, în locurile în care intensitatea electromotoare este cea mai mare nu vor exista scântei în rezonator, pentru această intensitate maximă se va datora a două seturi de tuburi de același semn, unul care se deplasează într-o direcție, cealaltă în sens opus.

Fig. 124.

Deoarece capătul liber al firului are o capacitate mică sau deloc, acolo nu se poate acumula electricitate, astfel încât, atunci când un set de tuburi pozitive ajunge la capătul liber de la vibrator, un număr egal de tuburi pozitive trebuie să înceapă de la capătul liber și să se deplaseze către vibratorul; astfel la capătul liber avem un număr egal de tuburi pozitive (sau negative) care se deplasează în direcții opuse. Prin urmare, ar trebui să ne așteptăm să nu se producă scântei atunci când rezonatorul a fost plasat aproape de capătul liber; acest lucru, după cum am văzut, a fost considerat de Hertz a fi cazul.

Când totuși rezonatorul este plasat în a doua poziție, cu planul său în unghi drept față de fir, condițiile sunt foarte diferite; pentru că tuburile care, deși lovesc rezonatorul, totuși ratează spațiul de aer, nu sunt împiedicate de rezonator în trecerea lor prin el; astfel rezonatorul nu colectează în acest caz tuburi și le aruncă în golul de aer. Scânteile se datorează acum în întregime tuburilor care lovesc spațiul de aer în sine și, astfel, vor fi cele mai strălucitoare în acele puncte de pe fir unde electromotorul.

intensitatea este maximă, în timp ce în astfel de locuri, după cum am văzut, scânteile dispar când rezonatorul se află în prima poziție.

382.] Hertz a constatat că atunci când sârma a fost tăiată la un nod, nodurile din porțiunea de sârmă care au rămas nu au fost modificate în poziție, dar că au fost deplasate atunci când sârma a fost tăiată în orice alt loc decât un nod.

Hertz a mai constatat că distanța dintre noduri era independentă de diametrul firului și de materialul din care a fost realizat și că în special pozițiile nodurilor nu au fost afectate de înlocuirea unui fir de fier cu unul de cupru.

Distanța dintre noduri este jumătate din lungimea de undă de-a lungul firului; astfel, dacă cunoaștem perioada vibrațiilor electrice ale sistemului putem determina viteza de propagare de-a lungul firului. Hertz, folosind formula 2^y/LC pentru lungimea de undă a vibrațiilor emise de un condensator de capacitate C, ale cărui plăci sunt conectate printr-un circuit de descărcare al cărui coeficient de autoinducție este L, a ajuns la concluzia că viteza propagarea de-a lungul firului a fost doar aproximativ 2/3 din cea prin dielectric; există totuși multe dificultăți și puncte îndoielnice în calculul teoretic al perioadei de vibrație a unui astfel de sistem precum cel al lui Hertz.

383.] Înainte de a discuta acestea, vom lua în considerare o altă metodă pe care Hertz a folosit-o pentru a compara direct viteza de propagare de-a lungul unui fir cu cea prin aer.

În această metodă, interferența a fost produsă în felul următor între undele care călătoresc din vibrator prin aer și cele care călătoresc de-a lungul firului. Capătul liber al firului a fost pus la pământ pentru a scăpa de undele reflectate de-a lungul firului și, deoarece nu existau reflectoare metalice în calea undelor care trec direct prin aerul din vibrator, singurele unde reflectate ale acestui felul trebuie să fi venit de pe podelele sau pereții camerei; vom presupune pentru moment că nu au existat unde de aer reflectate. Rezonatorul a fost plasat astfel încât spațiul de aer să fie în punctul cel mai înalt și vertical sub fir, iar planul resonatorului să se poată roti în jurul unei axe verticale care trece prin mijlocul spațiului de aer. Când planul rezonatorului se afla în unghi drept cu firul, undele care se desfășurau de-a lungul acestuia din urmă nu aveau tendința de a produce o scânteie; orice scântei care au trecut prin rezonator trebuie să fi fost în întregime datorate undelor care călătoresc de la vibrator prin aer independent de

sârmă. În experimentele lui Hertz, când rezonatorul era în această poziție, scânteile erau de aproximativ 2 mm. lung. Pe de altă parte, atunci când rezonatorul a fost răsucit în jurul axei astfel încât planul său să treacă prin fir și să fie în unghi drept cu axa

vibratorului, undele directe prin aerul din vibrator nu ar avea tendința de a produce scântei; care în acest caz trebuie să fi fost în întregime din cauza undelor care se deplasează de-a lungul firului. În experimentele lui Hertz, când rezonatorul era în această poziție, scânteile erau din nou de aproximativ 2 mm. lung. Când rezonatorul se afla într-o poziție intermediară între acestea două, scânteile s-au datorat acțiunii combinate a undelor care călătoreau de-a lungul firului și a celor care veneau direct prin aer. Într-un astfel de caz, luminozitatea scânteilor s-ar schimba, în general, atunci când planul vibratorului a fost răsucit printr-un unghi considerabil. Dacă acum fronturile celor două seturi de valuri ar fi paralele și se deplasau înainte cu aceeași viteză, atunci efectul de întoarcere a planului vibratorului printr-un unghi definit într-o direcție definită ar fi același în toate punctele de pe fir: dacă cu toate acestea, cele două valuri călătoreau cu viteze diferite, efectul de rotire a rezonatorului ar varia pe măsură ce acesta este mutat dintr-un loc în altul de-a lungul firului.

384.] Pentru a demonstra acest lucru, să fie intensitatea electromotoare din întrefierul datorată undei care se deplasează de-a lungul firului.

2π

A co^-ÇVt — z);

A

când planul rezonatorului trece prin fir; aici firul este luat ca axa lui z, iar A este lungimea de undă a undelor care călătoresc de-a lungul acestuia. Apoi, atunci când planul rezonatorului este răsucit printr-un unghi φ din această poziție, intensitatea electromotoare în întrefier datorită

undele de sârmă vor fi .,2π ,. A cos φ cos — (V t — z) ; A

întrucât intensitatea electromotoare este aproximativ proporțională cu proiecția rezonatorului pe planul prin fir și linia de bază a vibratorului.

Fie intensitatea electromotoare din spațiul de aer datorată undelor care provin de la vibrator independent de fir, atunci când planul rezonatorului este în unghi drept cu firul,

2-

B cos — (V'1 — (z — a)) ;

A0

unde A' este lungimea de undă și V' viteza undelor de aer; atunci, dacă planul rezonatorului este rotit până când face un unghi φ cu planul prin fir și linia de bază, intensitatea electromotoare rezolvată paralel cu întrefierul este egală cu

B sin φ cos

2-

y (V't - (z - a)).

Astfel, luând în considerare atât undele de aer cât și cele de-a lungul firului, intensitatea electromotoare atunci când rezonatorul se află în această poziție este egală cu

Acos φ cos

2v   2v,

— (Vt — z) + B sin φ cos — (V't —

AA0

(z - a));

care, deoarece V/A este egal cu V'/A', poate fi scris ca

R cos

{tv (t+e)}

Unde

$R^2 = A^2 \cos^2 \varphi + B^2 \sin^2 \varphi$

Í (2"

+ 2 AB cos φ sin φ cos < —

2π\

A7)

2π z+Aa

Acum R este intensitatea electromotoare maximă care acționează asupra spațiului de aer și va fi măsurată prin luminozitatea scânteii. Din expresia anterioară vedem că dacă A = A0, adică dacă viteza undelor de-a lungul firului este aceeași cu cea a undelor de aer care nu sunt afectate de fir, ultimul termen din expresia pentru R2 va încetează să mai fie o funcție periodică a lui z, astfel încât în acest caz nu va exista nicio modificare periodică a efectului produs de o rotație dată pe măsură ce deplasăm rezonatorul de-a lungul firului. Când totuși A nu este egal cu A0, efectul asupra lungimii scânteii al unei anumite rotații a rezonatorului va varia armonic de-a lungul firului. Deoarece în experimentele lui Hertz scânteile erau aproximativ la fel de lungi

în cele două poziții extreme, φ = 0 și φ = π/2, atunci când discutăm despre aceste experimente, putem pune A = B și, prin urmare,

2 л2 (li 2π2π \2 π Í \

R = AI 1 + 2 cos φ sin φ cos < I —-— Iz + — a > 1 ;

AA0   A0

astfel, dacă rezonatorul este rotit astfel încât φ se schimbă de la +β la — β, R2 este diminuat cu

2 n (/ 2π 2πA   2π

2A2 sin 2β cos < —-— z + — a

AA0   A0

Astfel când

2π   2π A2π.π

- - -) z + A „ =(2n +1)2 ■

adică în locuri separate prin intervale

>>/\ i - Д

Í I- A'J

de-a lungul firului, rotația rezonatorului nu va produce niciun efect asupra scânteilor, în timp ce pe o parte a uneia dintre aceste poziții va crește, pe de altă parte va diminua luminozitatea scânteilor. Dacă — ar fi foarte mare în comparație cu A, adică dacă viteza undelor care călătoresc liber prin aer ar fi mult mai mare decât cea a celor care călătoresc de-a lungul firului, distanța dintre locurile în care rotația nu produce niciun efect ar fi 2A, care este distanța dintre nodurile observate în experimentele descrise la art. 380. Hertz a ajuns însă la concluzia că locurile în care rotația nu producea niciun efect erau separate printr-un interval mult mai mare decât nodurile. El le determinase să fie la aproximativ 2,8 metri unul de celălalt, în timp ce locurile în care rotația nu producea niciun efect păreau să fie separate de aproximativ 7,5 metri. Presupunând aceste numere pe care le avem

A = 5,6,

deci A' = 8,94. Astfel, din aceste experimente, viteza undelor de aer liber ar părea a fi mai mare decât cele de-a lungul firului în

proporție de 8,94 la 5,6 sau 1,6 la 1; sau viteza undelor de aer este din nou cam jumătate mai mare decât cea a undelor de sârmă.

Totuși, în investigațiile precedente, am făcut mai multe presupuneri pe care ar fi greu de realizat în practică; am presupus, de exemplu, că în vecinătatea rezonatorului partea frontală a undelor de aer era în unghi drept cu firul. Deoarece rezonatorul era aproape de axa vibratorului, această presupunere ar fi justificată dacă nu ar fi existat nicio reflectare a undelor de aer de pe pereții sau podelele camerei. Deoarece grosimea pereților era mică în comparație cu lungimea de undă, nu este probabil, cu excepția cazului în care erau foarte umezi, să se reflecte mult din ei; cazul podelei este totuși foarte diferit și este dificil

pentru a vedea cum reflectarea din ea ar fi putut fi complet evitată. Reflectarea de la podea ar introduce totuși valuri, normalele pe ale căror fronturi ar forma un unghi finit cu firul. Intensitatea electromotoare în eclatorul de scânteie datorată unor astfel de unde nu ar mai fi reprezentată de un termen de forma

$$\cos (2\pi(V't - z)/A'),$$

ci de unul din forma

$\cos (2\pi(V't - z \cos \theta)/\lambda'\}$, unde θ este unghiul dintre normala frontului de undă și fir. Astfel, în investigația anterioară trebuie, pentru astfel de unde, să înlocuim λ' cu λ „sec θ, iar lungimea lor aparentă de undă de-a lungul firului ar fi λ' sec θ și nu λ”, astfel încât reflexia ar avea ca efect creșterea lungimii de undă aparentă a undelor de aer. Rezultatul experimentelor lui Hertz. că lungimea de undă a undelor de aer, măsurată paralel cu firul, a fost mai mare decât cea a undelor de sârmă, poate fi explicată prin reflexia undelor de pe podeaua încăperii, fără a presupune că viteza aerului liber undele este diferită de cea a celor ghidate de sârmă.

Fig. 125.

385.] Experimentele lui Sarasin și De la Rive (Archives des Sciences Physiques et Naturelles Genève, 1890, t. xxiii, p. 113) privind distanța dintre nodurile (1) de-a lungul unui fir, (2) când sunt produse prin interferență

între undele de aer directe și undele reflectate de o placă metalică mare, par să demonstreze în mod concludent că viteza undelor ghidate de

un fir este aceeași cu cea a undelor de aer liber. Experimentele pe undele aeriene au fost deja descrise în art. 339; cele de pe undele de sârmă au fost făcute într-un mod ușor diferit de experimentele lui Hertz.

Fig. 126.

Metoda folosită de Sarasin și De la Rive este indicată în Fig. 125. Două plăci metalice așezate în fața plăcilor vibratorului au fire paralele F, F lipite de acestea, firele fiind de lungime egală și izolate. Planul rezonatorului este în unghi drept față de fire, iar întrefierul este în punctul cel mai înalt, astfel încât spațiul de aer să fie paralel cu cea mai scurtă distanță dintre fire. Rezonatorul este montat pe un vagon cu ajutorul căruia poate fi deplasat încoace și încolo de-a lungul firelor, în timp ce o scară de pe banca de-a lungul căreia alunecă vagonul permite determinarea poziției acestuia din urmă. Rezonatorul cu montajul său este prezentat în Fig. 126. Sarasin și De la Rive au descoperit că atâta timp cât a fost folosit același rezonator, distanța dintre noduri determinată de acest aparat era aceeași ca atunci când nodurile au fost produse prin interferența aer direct

undele și cele reflectate de o placă metalică. Distanțele relative sunt date în tabelul de la art. 340, unde „A pentru fir” indică de două ori distanța dintre nodurile măsurată de-a lungul firului. Ei au descoperit cu firele, așa cum au descoperit mai târziu pentru undele de aer, că distanța dintre noduri depindea în întregime de dimensiunea rezonatorului și nu de cea a vibratorului; de fapt distanța dintre noduri era direct proporțională cu diametrul rezonatorului; în timp ce nu părea să depindă într-o măsură apreciabilă de mărimea vibratorului. Aceste particularități pot fi explicate în același mod ca și cele corespunzătoare undelor de aer, vezi art. 341.

Când extremitățile firelor îndepărtate de vibrator sunt atașate de plăci metalice mari, în loc să fie libere, intensitatea electromotoare paralelă cu plăcile de la capete trebuie să dispară; prin urmare, ori de câte ori un mănunchi de tuburi Faraday pozitive de la vibrator ajunge la o placă, un număr egal de tuburi negative trebuie să înceapă de pe placă și să se deplaseze către vibrator, în timp ce, când capătul firului este liber, tuburile pornind de la capăt. a firului ca răspuns la cele care vin de la vibrator sunt de același semn cu cele care sosesc. Astfel, când capătul este liber, curentul dispare și intensitatea electromotoare este maximă, în timp ce când capătul este atașat de o placă mare, intensitatea electromotoare dispare și curentul este maxim. Deoarece scânteile din rezonator, atunci când sunt utilizate ca în experimentele lui Sarasin și De la Rive, se datorează tuburilor care cad direct pe întrefierul de aer, scânteile vor fi cele mai strălucitoare când intensitatea electromotoare este maximă și vor dispărea când aceasta dispare; astfel buclele când capetele sunt libere

vor coincide cu nodurile când firele sunt atașate la plăci mari. Sarasin și De la Rive au constatat că acesta este cazul.

Un punct similar apare în legătură cu experimentele cu fire cu cel menționat la art. 342 în legătură cu experimentele asupra undelor aeriene. Distanța dintre noduri, care este jumătate din lungimea de undă a vibrației rezonatorului, este așa cum se vede din tabelul din art. 340, foarte aproximativ de patru ori mai mare decât diametrul; dacă rezonatorul ar fi un fir drept, jumătatea lungimii de undă ar fi egală cu lungimea firului și ar trebui să ne așteptăm ca îndoirea firului într-un cerc ar tinde să scurteze perioada, prin urmare ne-am fi așteptat ca distanța dintre noduri să fie au fost puțin mai mici decât circumferința rezonatorului. Experimentele lui Sarasin și De la Rive arată totuși că așa a fost

80 la sută. mai mare decât aceasta: este totuși remarcabil că distanța primului nod de la capătul firului, care este o buclă, a fost întotdeauna egală cu jumătate din circumferința rezonatorului, care este valoarea pe care ar fi avut-o dacă lungimea de undă din vibrația emisă de rezonator fusese egală cu dublul circumferinței sale.

386.] Experimentele lui Sarasin și De la Rive arată că atunci când sunt utilizate vibratoare de tipul prezentat în Fig. 113, oscilațiile care sunt detectate de un rezonator circular sunt mai degrabă cele din rezonator decât din vibrator.

Rubens, Paalzow, Ritter și Arons (Wied. Ann. 37, p. 529, 1889; 40, p. 55, 1890; 42, pp. 154, 581, 1891) au folosit o altă metodă de măsurare a lungimii de undă, care, deși cu siguranță necesită multă îngrijire și muncă, dar atunci când este utilizat într-un anumit mod, ar părea să dea rezultate foarte precise. Metoda depinde de modificarea care are loc în rezistența unui fir atunci când este încălzit prin trecerea unui curent prin el. Rubens constată că curenții alternativi rapid induși de vibrator pot produce căldură suficientă pentru a crește rezistența unui fir fin cu o cantitate care poate provoca o deviație considerabilă într-un galvanometru delicat.

Fig. 127.

387.] Aparatul lui Rubens, care este într-adevăr un bolometru, este aranjat după cum urmează. Curenții alternativi rapid trec printr-un fir de fier foarte fin L. Acest fir formează unul dintre brațele unui pod Wheatstone prevăzut cu o baterie și un galvanometru. Când curenții alternativi rapid nu trec prin L, această punte este echilibrată și nu există nicio deviere a galvanometrului. Când totuși o descărcare rapidă alternativă trece prin firul fin, acesta îl încălzește și astfel îi modifică rezistența și, deoarece puntea nu mai este echilibrată, galvanometrul este deviat. Acest aranjament este atât de sensibil încât nu este necesară plasarea L în serie cu firele conectate cu plăcile

sistemului de vibrare. Rubens a găsit dacă un fir în serie cu L înconjura, fără să atingă, unul dintre fire

EJ, DH în experimentul figurat în Fig. 127 (Rubens, Wied. Ann. 42, p. 154, 1871), deviația galvanometrului a fost suficient de mare pentru a fi măsurată cu ușurință. Aparatul era atât de delicat încât o creștere a temperaturii de 1/10.000 de grad a firului a produs o deviere de un milimetru pe scara galvanometrului. Într-unul dintre experimentele sale, firul îmbinat în serie cu L a fost îndoit în jurul a două bucăți de tub de sticlă prin care au trecut firele EJ, DH, planul spirelor în jurul tubului de sticlă fiind în unghi drept cu firele. În acest caz, fiecare întorsătură a firului și a firului pe care îl înconjoară a acționat ca un mic borcan Leyden, iar electricitatea care a trecut prin firul L și a perturbat echilibrul în Pod s-a datorat încărcării și descarcării acestor borcane.

Fig. 128.

Bucățile de tub de sticlă au fost atașate de un cadru, vezi Fig. 128, care a fost deplasat de-a lungul firului, iar deformarea galvanometrului observată în timp ce se mișca de-a lungul firului. Relația dintre deformarea galvanometrului și poziția tuburilor este prezentată în Fig. 129, unde ordonatele reprezintă deformarea galvanometrului și abscis-sae, distanța spirelor din circuitul bolometrului de punctul F din fir . . Curba arată foarte clar caracterul armonic al perturbației de-a lungul firului.

388.] Cu toate acestea, rezultatele experimentelor de acest fel nu au fost foarte potrivite și, în majoritatea experimentelor sale, Rubens a folosit o altă metodă care fusese folosită anterior de Lecher, care în loc de un bolometru a folosit luminozitatea descărcării printr-un tub epuizat. ca măsură a intensității undelor.

În aceste experimente spirele l, m (Fig. 128) din circuitul bolometrului au fost menținute la capetele J și H ale firului principal (Fig. 127), în timp ce un metal metalic.

sârma care formează o punte între cele două fire paralele a fost deplasată de la un capăt la celălalt al firelor. Deformarea bolometrului depindea de pozitia podului, in maniera reprezentata in Fig. 130, unde ordonatele reprezinta deformarea galvanometrului, abscisele pozitia puntii.

Fig. 129.

Rubens a constatat că pozițiile podului, în care deformarea galvanometrului era maximă, erau independente de lungimea firului care leagă plăcile vibratorului de bilele între care treceau scânteile și, prin urmare, de perioada de vibrație. a vibratorului. Acest rezultat arată că vibrațiile din fire care sunt detectate de bolometru nu pot fi „forțate” de vibrator; căci, deși, dacă acesta ar fi cazul, deviația bolometrului ar varia în funcție de poziția podului, locurile în care puntea a produs o deformare maximă ar depinde de perioada vibratorului. Putem vedea acest lucru în felul următor, dacă puntea ar fi într-un loc în care intensitatea electromotoare în unghi drept față de fir a dispărut - ceea ce, dacă nu ar exista capacitate la capete J, H, ar fi un număr impar de sfert de undă. lungimi de la aceste capete - introducerea podului, deoarece nu ar trece curent prin el,

nu produc nici o diminuare a intensității electromotoare la capete J, H ; in alte pozitii ale puntii o parte din curent, care in lipsa lui s-ar duce pana la capete, ar fi deviat de catre punte, astfel incat intensitatea electromotoare la capete sa fie slabita. Astfel, atunci când deviația bolometrului era maximă, distanțele podului de la capete J, H ar fi un multiplu impar de un sfert din lungimea de undă a vibrației care se deplasează de-a lungul firului; astfel, dacă aceste vibrații ar fi torsionate de vibrator, pozițiile punții care dau o deviere maximă în bolometru ar depinde de perioada vibratorului. lui Rubens

Prin urmare, putem presupune, ca rezultat al acestor experimente, că efectul scânteilor din vibrator este de a da un impuls electric firelor și de a începe vibrațiile „libere” proprii acestora. Capacitatea plăcilor de la capetele firului face deranjantă investigarea perioadelor libere; putem totuși să ne folosim de rezultatele unor experimente ale lui Lecher (Wied. Ann. 41, p. 850, 1890), care a descoperit că

adăugarea de capacitate la capete poate fi reprezentată prin presupunerea prelungirii firelor într-o măsură care depinde de această capacitate suplimentară.

389.] Fie AB, CD, Fig. 131, firele originale, Aa, Bβ, Cy, Όδ cantitatea cu care trebuie prelungite pentru a reprezenta capacitatea la capete, le vom numi firele αβ, y δ firele „echivalente”. Fie PQ să reprezinte poziția podului.

Un PB

a--β

Fig. 131.

Perturbarea electrică produsă de bobină poate declanșa mai multe sisteme de curenți în firele αβ, γδ. Atunci poate exista un sistem de curenți longitudinali de-a lungul αβ, γδ determinat de condiția ca curenții să dispară la α, β și la y, δ. Un alt sistem ar putea curge în jurul aPQy, lungimea lor de undă fiind determinată de condiția ca curenții de-a lungul firului să dispară la α și y și ca prin simetrie electrificarea în aceste puncte să fie egală și opusă. Un al treilea sistem de curenți ar putea curge în jurul βPQδ, fluxul dispărând la β și δ. Dacă puntea PQ ar fi aproape de capetele a, y, ne-am putea aștepta, a priori, ca curentul din circuitul aPQy să fie cel mai intens. Deoarece curenții induși în fire de bobină ar tinde să se distribuie astfel încât auto-inducția lor să fie cât mai mică posibil, ei, prin urmare, ar tinde să urmeze cel mai scurt curs, adică în jurul circuitului aPQy: acești curenți ar induce curenți în jurul circuitului βPQδ. Experimentele lui Lecher (Wied. Ann. 41, p. 850, 1890) arată că curenții care circulă în jurul aPQy, βPQδ sunt mult mai eficienți în producerea perturbației electrice la capete decât cei longitudinali de-a lungul αβ, yδ. Ca un test al mărimii perturbării la capete, Lecher a folosit un tub epuizat care conținea azot și puțini vapori de terebentină; acesta a fost plasat peste firele de la capete, iar strălucirea luminozității tubului a servit ca o indicație a mărimii intensității electromotoare pe βδ. Într-unul dintre experimentele sale, Lecher a folosit o punte formată din două fire, PQ, P'Q' în paralel, și l-a mutat până când luminozitatea tubului a fost maximă; apoi a tăiat firele αβ, yδ între PQ și P'Q', astfel încât cele două circuite aPQy, βP'Q'ô nu mai erau în

conexiune metalica. Lecher a descoperit că această diviziune a circuitului a produs o scădere foarte mică a strălucirii luminozității tubului, deși fluxul longitudinal al curenților de la a la β și de la 7 la δ trebuie să fi fost aproape în întregime distrus de aceasta. De asemenea, Lecher a descoperit că poziția podului în care luminozitatea tubului era maximă depindea de lungimea podului; dacă podul era prelungit, acesta trebuia împins spre, iar dacă era scurtat departe de bobină, pentru a menține luminozitatea tubului la valoarea sa maximă. De asemenea, el a descoperit că, așa cum era de așteptat, dacă puntea era foarte scurtă, tubul de la capăt rămâne întunecat oriunde a fost plasat puntea, în timp ce dacă puntea era foarte lungă tubul era întotdeauna strălucitor, indiferent de poziția podului. Aceste experimente arată că curenții din jurul circuitelor Q.PQ7, βP(βδ sunt cei care provoacă în principal luminozitatea tubului. Deoarece curenții din circuitul βPQδ sunt induși de cei din circuitul aPQy, ei vor fi mai mari atunci când timpul a vibrației electrice a sistemului aPQ7 este aceeași cu cea a βPQδ.Perioadele de vibrație ale acestor circuite sunt determinate de condițiile în care curentul trebuie să dispară la

extremitățile lor și că acestea trebuie să fie în condiții electrice opuse; aceste condiții presupun că lungimile de undă trebuie să fie submultipli impari ai lungimilor circuitului.Dacă cele două circuite sunt la unison lungimile de undă trebuie să fie aceleași, deci raportul lungimilor celor două circuite trebuie să fie de forma (2n – 1)/ (2m – 1), unde n și m sunt numere întregi.

Această concluzie este verificată într-un mod remarcabil de experimentele lui Rubens cu bolometrul. Relația dintre deviațiile bolometrului (ordonate) și distanțele podului față de G din Fig. 127 (abscisele) este reprezentată în Fig. 130. Lungimea punții în aceste experimente a fost de 14 cm., cea de piesa curbată a firului EG a fost de 83 cm, iar cea a porțiunii drepte GJ a fost de 570 cm. Lungimile Aa, Bβ care trebuiau adăugate la fire pentru a reprezenta efectele capacității la capete au fost presupuse a fi de 55 cm. pentru capătul firului lângă bobină și 60 cm. pentru finalul de lângă bolometru. Aceste două lungimi au fost alese astfel încât să se potrivească cel mai bine cu observațiile și au fost astfel determinate cu adevărat de măsurătorile date în tabelul următor; în ciuda acestui fapt, au fost observate atât de multe maxime încât observațiile furnizează dovezi satisfăcătoare ale adevărului teoriei descrise.

m.	n.2m – 1.2n - 1.Distanţa punctului de deviere maximă faţă de G. Punctul corespunzător din Fig. 130. Calculat.Observat.
2	1315150A
4	2738986B
3	253148143C
4	375181182D
2	233246245E
3	457311305F
2	335343334G
2	437402386H
1	213441443J
1	315506503K
1	417529523L

Capacitatea inductivă specifică a dielectricilor în câmpuri electrice alternante rapid.

390.] Pentru determinarea capacităților inductive specifice ale dielectricilor la transmiterea undelor electrice lungi de câtiva metri au fost aplicate metode analoge celor pe care tocmai le-am descris.

Unul dintre cele mai izbitoare rezultate ale Teoriei Electromagnetice a Luminii a lui Maxwell este conexiunea pe care aceasta o presupune între capacitatea inductivă specifică și indicele de refracție al unui corp transparent. Conform acestei teorii, indicele de refracție pentru undele infinit lungi este (Maxwell's Electricity and Magnetism, vol.

ii, Art. 786) egal cu rădăcina pătrată a capacității inductive specifice a dielectricului sub o electricitate constantă.

391.] Unele determinări ale lui K, capacitatea inductivă specifică a diferitelor dielectrici în deţineri care variază lent, sunt date în următorul tabel, care conţine şi valoarea lui μ2, pătratul indicelui de refracţie pentru dielectricii care sunt transparente. Litera care urmează valorii lui μ2 denotă linia Fraunhofer pentru care se măsoară indicele de refracție; când i este atașat valorii lui μ2 numărul denotă pătratul indicelui de refracție pentru undele infinit de lungi deduse din formula lui Cauchy.

Când μ este dat de observatorul capacității inductive specifice, această valoare a fost folosită, în alte cazuri μ a fost luat din „Physicalisch-Chemische Tabellen" a lui Landolt și Bornstein.

Substanţă. Observator.K.Temperatura.μ2.
Sticlă, silex foarte ușor. . . Hopkinson 16,57 2,375 D
,, silex ușor ,,6,85 2,478 D
,, silex dens .... ,,7.4 2.631 D
,, silex extra dens . . ,,10,1 2,924 D
,, coroana tare .... ,,6,96
,, placa ,,8.45
Parafină ,, Boltzmann22,29 2,022 1
Sulf, de-a lungul axei celei mai mari 4,73 4,89 B
,, ,, axa medie .,,3,970 4,154 B
,, ,, axa cea mai mică .,,3.811 3.748 B
,, necristalin .,,3,84
Calcit, perpendicular pe axa Romich & Nowak37,7 2,734 A
,, de-a lungul axei . . .,,,,7,5 2,197 A
Fluor Spar ,,,, Klemencic46,7 2,050 B
Mica 6,64 2,526 D
Ebonită Boltzmann23.15
Rășină ,, Curie52,55
Cuarț de-a lungul axei optice. . 4,55 2,41 D
,, perpendicular pe axa ,,4,49 2,38 D
Turmalina de-a lungul axei. . ,,6,05 2,63 D
,, perpendicular pe
axa . . . ,,7,10 2,70 D
Beril de-a lungul axei ,,6,24 2,48 D
,, perpendicular pe axa ,,7,58 2,50 D
Topaz ,,6,56 2,61 D
Gips ,,6,33 2,32 D
Alum ,,6,4 2,2 D
Sare gemă ,,5,85 2,36 D
Spirit de petrol Hopkinson11,92 1,922 1
Petrol, zăcăminte. . ,,2,07 2,075 1
,, ,, Comun .,,2.10 2.078 1
Ozokerit ,,2.13 2.086 1
Terebentină, comercială. ,,2,23 2,128 1

Ulei de ricin ,,4,78 2,153 1
Ulei de spermă ,,3,02 2,135 1
Ulei de măsline ,,3,16 2,131 1
Neat's-foot Ulei ,,3,07 2,125 1
Benzen C_6H_6 Hopkinson62,38 2,2614 D
,, ,,Negreano72.2988252.2434 D
,, ,,,,2.2921142.2686 D
Toluen C_7H_8 ,,2,242272,224 D
,, ,,,,2.3013142.245 D

Substanţă. Observator.K.Temperatura.µ1 2 3 4 5.
Toluen Hopkinson62,42 2,2470 D
Xilen C_8H_{10} , 2,39 2,2238 D
,, ,,Negreano72.2679272.219 D
Metaxilen C_8H_{10} .... ,,2.3781122.243 D
Pseudocumen C_9H_{12} . .,,2.4310142.201 D
Cymene $C_{10}H_{14}$,,2.4706192.201 D
,, ,,Hopkinson62,25 2,2254 D
Terebentină $C_{10}H_{16}$. . . Negreano72.2618202.168 D
Bisulfură de carbon .... Hopkinson62,67 2,673 D (la 10°)
Eter ,,4,75 1,8055 1
Amilenă ,,2,05 1,9044 D
Apă distilată Cohn și Arons876,15°?1,779 D
,, ,,Rosa975,725°
Alcool etilic (98%). . . Cohn și Arons826,5 1,831 1
Alcool amilic Amestec de xilen si etil,,,,15. 1.951 1
alcool care conține x părți de alcool în unitate de volum

x = .00 ,,,,2,36
= 0,09 ,,,,3,08
= 0,17 ,,,,3,98
= 0,30 ,,,,7,08
= 0,40 ,,,,9,53
= 0,50 ,,,,13,0
= 1. ,,,,26,5

Valorile lui K pentru următoarele gaze la presiunea de 760 mm. de mercur sunt exprimate în termeni de cea pentru vid. În deducerea lor s-a presupus că pentru aer la diferite presiuni modificările K sunt proporționale cu modificările presiunii.

1 Hopkinson, Phil. Trans. 1878, Partea I, p. 17, iar Phil. Trans. 1881, Partea a II-a, p. 355.

2 Boltzmann, Viena. Berichte 70, a 2-a abth. p. 342, 1874.

3Romich și Nowak, Viena. Berichte 70, a 2-a abth. p. 380, 1874.

4Klemencic, Viena. Berichte 96, a 2-a abth. p. 807, 1887.

5Curie, Annales de Chimie et de Physique, 6, 17, p. 385, 1889.

6Hopkinson, Proc. Roy. Soc. 43, p. 161, 1887.

7Negreano, Compt. rupe. 104, p. 425, 1887.

8Cohn și Arons, Wied. Ann. 33, p. 13, 1888.

9Rosa, Phil. Mag. [5], 31, p. 188, 1891.

Gaz. Observator.K.Temperatura.µ1 2.
Air Boltzmann11.0005900°1.000588 D
,, Klemencic21.0005860°
Hidrogen . . . Boltzmann11.0002640°1.000278 D
,, Klemencic21.0002640°
Acid carbonic . Boltzmann11.0009460°1.000908 D
,, ,,Klemencic21.0009840°
Oxid carbonic. Boltzmann11.000690°1.00067 D
,, ,,Klemencic21.0006940°
Oxid de azot . Boltzmann11.0009940°1.001032 D
,, ,,Klemencic21.0011580°
Gazul Oleñant . . Boltzmann11.0013120°1.001356 D
Gaz de mlaștină. . . Boltzmann11.0009440°1.000886
Alcool metilic. Lebedew31.0057100°
Alcool etilic . . ,, 1,001745 D
1,0065100°(la 0°)
formiat de metil. ,,1,0069100°
formiat de etil. ,,1,0083100°
Acetat de metil. ,,1,0073100°
Eter etilic. . ,, Klemencic21.0045100°
,, ,, 1,00740°1,003048 D
Bisulfură de carbon ,, Lebedew31.00290°1.00296 D
Toluen .... 1,0043126°
Benzen .... ,,1,0027100°

Ayrton şi Perry (Practicai Electricity, p. 310) au descoperit că capacitatea inductivă specifică a unui vid în care au estimat presiunea la 0,001 mm. a fost de aproximativ .994. Acest lucru ar face ca K pentru aer să se refere la acest vid ca unitate de aproximativ 1,006, în timp ce µ2 de la un vid la aer este de aproximativ 1,000588, există astfel o discrepanță serioasă între aceste valori.

392.] Din tabelul de mai sus vedem că pentru unele substanțe, cum ar fi sulful, parafina, hidrocarburile lichide și gazele permanente, relația K = µ2 este foarte aproximativ îndeplinită; în timp ce pentru majoritatea celorlalte substanţe divergenţa dintre K şi µ2 este considerabilă. Când, totuși, ne amintim (1) că chiar și atunci când µ este estimat pentru unde infinit de lungi, acest lucru se face prin formula lui Cauchy și că valorile astfel deduse ar fi complet invalidate dacă ar exista o dispersie anormală sub razele vizibile,

1Boltzmann, Pogg. Ann. 155, p. 403, 1875.

2Klemencic, Viena. Berichte 91, a 2-a abth. p. 712, 1885.

3Lebedew, Wied. Ann. 44, p. 288, 1891.

Fig. 132.

(2) că ecuațiile lui Maxwell nu pretind că conțin termeni care să țină seama de dispersie, minunea nu este că ar trebui să existe substanțe pentru care relația K = $\mu 2$ nu este valabilă, ci că ar trebui să existe oricare pentru care o are. Pentru a oferi teoriei un proces corect, ar trebui să măsurăm capacitatea inductivă specifică a undelor electrice a căror lungime de undă este aceeași cu undele luminoase pe care le folosim pentru a determina indicele de refracție.

393.] Deși nu putem încă să construim un sistem electric care să emită unde electrice ale căror lungimi se apropie de cele ale razelor luminoase, este totuși interesant să măsuram valorile capacității inductive specifice pentru cele mai scurte unde electrice pe care le putem produce.

Putem face acest lucru printr-o metodă folosită de von Bezold (Pogg. Ann. 140, p. 541, 1870) în urmă cu douăzeci de ani pentru a demonstra că viteza cu care un impuls electric se deplasează de-a lungul unui fir este independentă de materialul firului, acesta a fost folosit și de Hertz în experimentele sale asupra undelor electrice.

Această metodă este după cum urmează. Fie ABCD un dreptunghi de fire cu un spațiu aerian la EF în mijlocul CD; acest dreptunghi este conectat la unul dintre polii unei bobine de inducție printr-un fir atașat la un punct K din AB, atunci dacă K este la mijlocul lui AB, impulsul care vine de-a lungul firului de la bobina de inducție se va împărți la K și se va deplasa. la E și F , atingând aceste puncte simultan; astfel E și F vor fi în stări electrice similare și nu va exista nicio tendință de a scântei peste întrefierul EF. Dacă acum mutam K într-o poziție care nu este simetrică față de E și F , atunci, atunci când un impuls se deplasează de-a lungul dreptunghiului, va atinge unul dintre aceste puncte înaintea celuilalt; stările lor electrice vor fi așadar diferite și va exista tendința de a declanșa scântei.

Să presupunem că cu K în punctul de mijloc

din AB , introducem BC într-un dielectric prin care perturbațiile electromagnetice se deplasează mai încet decât prin aer, apoi pulsul care se învârte pe AD va ajunge la E înainte ca impulsul care se învârte pe BC să ajungă la F ; astfel E și F nu vor fi în aceeași stare electrică și, prin urmare, vor trece scântei prin spațiul aerian.

Pentru a scăpa de scântei trebuie fie să mutăm K spre B, fie să menținem K hx și, pe măsură ce valurile

călătoriți mai încet prin dielectric decât prin aer, lungiți partea AD a gurii. Dacă facem acest lucru până când scânteile dispar, putem concluziona că E și F sunt în stări electrice similare și, prin urmare, că timpul necesar impulsului pentru a parcurge un braț al circuitului este același cu cel din jurul celuilalt. Văzând cât de mult o depășește lungimea unui braț pe cea a celuilalt, putem compara viteza acțiunii electromagnetice prin dielectricul în care este scufundat BC cu cea prin aer.

394.] Am folosit (Phil. Mag. [5], 30, p. 129, 1890) această metodă pentru a determina viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin parafină și sulf. Acest lucru a fost realizat prin conducerea unuia dintre fire, să zicem BC, printr-un tub metalic lung umplut fie cu parafină, fie cu sulf, firul fiind izolat de tubul care era conectat la pământ. Măsurând lungimea firului a fost necesară introducerea în AD pentru a opri scânteile, am constatat că vitezele cu care se deplasează acțiunea electromagnetică prin sulf și parafină sunt, respectiv, 1/1,7 și respectiv 1/1,35 din viteza prin aer. Valorile corespunzătoare ale capacităților inductive specifice ar fi de aproximativ 2,9 și 1,8.

395.] Rubens și Arons (Wied. Ann. 42, p. 581; 44, p. 206), deși au folosit o metodă bazată pe aceleași principii, au făcut-o mult mai sensibilă prin utilizarea unui bolometru în loc de a observa scânteile. și prin utilizarea a două patrulatere în loc de unul. Aranjamentul pe care l-au folosit este reprezentat în Fig. 133 (Wied. Ann. 42, p. 584).

Polii P și Q ai unei bobine de inducție sunt legați de bilele unui eclator S, la fiecare dintre aceste bile o placă metalică, de 40 cm. pătrat, a fost prins prin tije verticale de alamă de 15 cm. lung.

Două farfurii mici de tablă x, y, 8 cm. pătrate, au fost așezate la o distanță cuprinsă între 3 și 4 cm. din farfuriile mari. Apoi firele conectate la aceste plăci au făcut contacte de alunecare la u și v cu dreptunghiurile de sârmă ABCD, EFGH .230 cm. cu 35 cm. Unul dintre aceste dreptunghiuri a fost așezat vertical peste celălalt, distanța dintre ele fiind de 8 cm. Punctele u, v erau legate între ele printr-o tijă verticală de lemn, care se termină cu un indicator care se mișca pe o scară milimetrică. Acţiunea directă a bobinei asupra dreptunghiurilor a fost ecranată prin interpunerea unui grătar de sârmă prin care erau conduse firele ux, vy. Firele CD, GH au fost tăiate la mijloc iar capetele libere au fost atașate de plăci mici de metal de 5,5 cm. pătrat; bucăți de metal atașate acestor plăci mergeau între plăcile micuțului

Fig. 133.

condensatoare J, K, L, M, plăcile acestor condensatoare au fost atașate în cruce între ele ca în figură. Cele două fire care leagă plăcile au fost atașate la un circuit bolometru similar cu cel descris la art. 387. Prin intermediul unei bobine glisante atașate la circuitul bolometrului, Arons și Rubens au investigat starea electrică a circuitelor uADJ, uBCK etc. și au constatat că aproximativ exista un nod în mijloc și o buclă la fiecare capăt; atunci aceste circuite pot fi considerate ca executând vibrații electrice ale căror lungimi de undă sunt de două ori mai mari decât lungimea circuitelor. Dacă timpii de vibrații ai circuitelor din stânga lui u, v sunt aceiași cu cei din dreapta, plăcile J și K vor fi în stări electrice similare, ca și L și M și nu va exista nicio deviere a galvanometrul din circuitul bolometrului. Când firele sunt înconjurate de aer, acest lucru va fi atunci când u, v sunt în punctele mijlocii ale AB, EF. În practică Arons și Rubens

a constatat că deviația galvanometrului nu a dispărut niciodată, ci a atins un minim foarte hotărât când u, v erau la mijloc și că efectul produs de alunecarea u, v prin 1 cm. putea fi detectat cu ușurință.

Pentru a determina viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin diferite dielectrice, una dintre laturile scurte ale dreptunghiurilor a fost realizată astfel încât firele să treacă printr-o cutie de zinc, de 18 cm. lungime, 13 cm. lată și 14 cm. înalt; firele au fost izolate cu grijă de cutie; firele din afara cutiei erau drepte, dar partea din interior era uneori dreaptă și alteori în zig-zag. Această casetă putea fi umplută cu dielectricul aflat sub observație, iar viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin dielectric a fost dedusă din alterarea făcută în poziția nulă (adică poziția în care deviația galvanometrului în circuitul bolometrului a fost o minim) de uv prin umplerea cutiei cu dielectricul.

Fie p1 și p2 citirile indicatorului atașat la uv când un fir drept de lungime Dg și respectiv un zigzag de lungime Dk sunt introduse în casetă, caseta în acest caz fiind goală. Apoi, deoarece în fiecare caz lungimile circuitelor din dreapta și din stânga uv trebuie să fie aceleași, diferența dintre lungimile circuitelor din stânga, atunci când sunt introduse firul drept și respectiv zigzagul, trebuie să fie egală cu diferența de lungimi a circuitelor din dreapta. Lungimea circuitului din stânga atunci când este în zig-zag o depășește pe cea atunci când firul drept este în apropiere

(Dk - P2) - (Dg - P1);

în timp ce diferenţa de lungime a circuitelor din dreapta este

$P_2 - P_i$;

deci $D_k - D_g - (p_2 - p_i) = P_2 - P_i$,

sau $D_k - D_g = 2(p_2 - P_i)$.

Când firele sunt înconjurate de dielectric, Arons și Rubens le consideră echivalente cu firele în aer, ale căror lungimi sunt nD_g și nD_k, unde n este raportul dintre viteza de transmitere a acțiunii electromagnetice prin aer și cea prin dielectric; pentru timpul necesar unui impuls pentru a călători pe un fir de lungime nD_g în aer, este același cu cel necesar pentru ca impulsul să parcurgă lungimea D_g în dielectric. Vom reveni la acest punct după ce vom descrie rezultatele acestor experimente. Dacă p_3 și p_4

sunt citirile pentru pozițiile nule ale UV atunci când cutia este umplută cu dielectricul, atunci avem, pe ipoteza lui Arons și Rubens,

$n(D_k - D_g) = 2(p_4 - P_3)$;

sau, eliminând $D_k - D_g$,

$$n = \frac{P_4 - P_3}{P_2 - P_1};$$

prin urmare, dacă se determină p_1, p_2, p_3, p_4, valoarea lui n urmează imediat.

În acest fel, Arons și Rubens au găsit ca valori ale lui n pentru următoarele substanțe:

	n	K
Ulei de ricin. . . .	2.05	2.16
Ulei de masline	1.71	1.75
Xilol.	1.50	1.53
Petrol	1.40	1.44

Valorile lui K, capacitatea inductivă specifică într-un câmp care variază lent, au fost determinate de Arons și Rubens pentru aceleași probe pe care le-au folosit în experimentele lor cu bolometru.

396.] Metoda folosită de Arons și Rubens pentru a-și reduce observațiile conduce la valori ale capacității inductive specifice care sunt în concordanță cu cele găsite prin alte metode. Cu toate acestea, este foarte greu de înțeles, folosind orice teorie a acțiunii dreptunghiului divizat care a fost sugerată, de ce valorile capacității

inductive specifice ar trebui deduse cu exactitate din observațiile prin această metodă, cu excepția cazului particular în care firele exteriorul cutiei sunt foarte scurte în comparație cu lungimea de undă a vibrațiilor electrice.

Luând în considerare cazul dreptunghiului unic divizat, se pare că există trei moduri în care ar trebui să acționeze. Putem presupune că un singur impuls electric ajunge la K (Fig. 132) și se împarte în două părți egale, una care se deplasează în jurul AD la E, cealaltă în jurul lui BC la F. Dacă aceste impulsuri au ajuns la E și F simultan, ele dacă ar fi de intensitate egală, ar face ca stările electrice ale lui E și F să fie similare, astfel încât nu ar exista nicio tendință de a declanșa scântei peste decalajul EF. Astfel, dacă impulsurile au ajuns la E și F cu intensitate nediminuată, condiția ca să nu existe scânteie ar fi ca timpul necesar unui impuls pentru a călători de la K la E să fie egal cu cel de la K la F . Acest raționament este

nu se aplică totuși atunci când pulsul care se află pe o parte a circuitului trece prin regiuni în care viteza sa nu este aceeași ca atunci când trece prin aer, deoarece în acest caz pulsul va fi parțial reflectat pe măsură ce trece de la un mediu la altul. , și, prin urmare, va continua cu intensitate diminuată. Astfel, deși acest puls poate ajunge la spațiul de aer în același timp cu pulsul care a călătorit în jurul cealaltă parte a dreptunghiului, el nu va avea aceeași intensitate ca acel puls; condițiile electrice ale butoanelor vor fi, prin urmare, diferite și, prin urmare, va exista o tendință de scânteie. Atunci când pulsul trebuie să călătorească prin medii cu capacitate inductivă specifică mare, reflexia trebuie să fie foarte considerabilă, iar inegalitatea impulsurilor de pe cele două părți ale spațiului de aer atât de mare încât nu ar trebui să ne așteptăm să obținem sub nicio formă o astfel de diminuare a intensitatea scânteilor, așa cum știm din experiență, are loc de fapt. Concluzionăm deci că această metodă de a privi acțiunea dreptunghiului nu este sustenabilă.

397.] O altă metodă de a privi acţiunea este de a privi dreptunghiul drept sediul vibraţiilor, a cărui perioadă este determinată de sistemul electric cu care este conectat. Astfel, putem considera potențialul la K ca exprimat prin $\varphi_0 \cos pt$; atunci condiția ca să nu existe scântei este ca potențialele la E și F să fie aceleași. Putem deduce expresiile pentru potențialele de la E și F din cele de la K când E și F sunt noduri sau bucle. Să luăm în considerare cazul în care capacitatea butoanelor E și F este atât de mică încât curentul la E și F dispare. Apoi putem arăta cu ușurință prin metoda art. 298 că dacă nu există discontinuitate în curent de-a lungul firului și dacă auto-inducția pe unitatea de lungime a firului este aceeași în toate punctele din K ADE și dacă porțiunile AK, DF sunt în aer în timp ce AD este scufundat într-un dielectric în care viteza de propagare a acțiunii electromagnetice este V_0, aceea prin aer fiind V, atunci dacă potențialul la K este φ_0 cospt, cel la F este egal cu

Φ0 cos pt

Δ

unde Δ = cos(p0 AD^cos p(KA + DF) – sin(p Ad)

X

• (Pn cЛ (P n Д i 1 · (P i: /Л (P ni: µ sin l –DF cos I –KA +– sin l –KA cos I –DF W ' W ' µ W ' W

și u = V/V0.

Potențialul la E este

ϕo cos pct

cos pKE

dacă KE reprezintă lungimea totală KB + BC + CE, întregul căruia se presupune că este înconjurat de aer. Prin urmare, dacă potențialele la E și F sunt aceleași, avem

cos (-po AD^ cos p (KA + DF) – sin (-P AD^ x

< µ sin f pDF\ cos f PKA^ + – sin f PKA\ cos f pDF\ I WJ W / µ WJ W /J

= cos pKE. (1)

Pentru a face interpretarea acestei ecuații cât mai simplă posibil, presupunem KA = DF, ecuația (1) devine atunci

f P л n\ 12P^л

cos an AD) cos –KA

2 sin (Pad\ sin(2pKA

2 W 'J \ V

= cos (pKE^ . (2)

Să luăm acum în considerare unul sau două cazuri speciale ale acestei ecuații. Să ne / 1 \fp\

să presupunem că AD este atât de mic încât µ +– sin – AD) este o cantitate mică, \ µ /VV 'J

atunci ecuația (2) poate fi scrisă aproximativ

prin urmare

prin urmare

cos ï 2pKA + 2 (µ + Л ^A^> = cos f pKE\ ;

[V 2 \   µ/ V 'JVVJ

2KA + 2 (µ2 + 1)AD = KE,

ÔKE

ÔAD

1 (µ2 + 1),

astfel încât în acest caz procedeul pe care Arons și Rubens l-au aplicat măsurătorilor lor ar da (µ2 + 1)/2 și nu µ.

f   1 \2p

Dacă, pe de altă parte, KA este atât de mic încât µ +— sin — KA este mic, \   µ JV

ecuația (2) poate fi scrisă aproximativ

cos (—AD + (µ + 1) ^k4 = cos f^KE

IV'   \ µφ V]\V

sau   µAO + f µ +— JKA = KE,

\ µ)

,   5KE

astfel încât   = µ,

ôAD

iar în acest caz procesul lui Arons și Rubens dă rezultatul corect.

398.] O a treia vedere asupra acțiunii dreptunghiului, care pare a fi cea luată de Arons și Rubens, este că vibrațiile nu sunt forțate, ci că fiecare parte a dreptunghiului își execută vibrațiile naturale independent de cealaltă. Dacă extremitățile trebuie să se mențină în aceleași stări electrice, atunci timpii de vibrație ai celor două laturi trebuie să fie egali.

Măsurătorile lui Arons și Rubens cu bolometrul arată că există o buclă la K și noduri la E și F.

Acum, dacă $2\pi/\rho$ este timpul de vibrație al unui fir precum K ADF cu un nod la F și o buclă la K, înconjurat de aer de-a lungul KA, DF și de-a lungul AD de un mediu prin care acțiunea electromagnetică se deplasează cu viteza V0, atunci putem arăta printr-un proces similar celui din art. 298 că p este dat de ecuație

1 patut f-PAD^ - 1 patut f-^AD) patut f^KA) patut fpDF}

µ \ V 0   / µ\ V 0/WJ \ VJ

+—- cot f pKA^} cot f pDF) = 0. (3) µ2 \ VJ \ VJ

Să luăm cazul când KA = DF , atunci această ecuație devine

pat (p, AD^

pat (pKA^ cot2 fPKA) - 1

1 /   1 \í 2p

1 µ +— tan —KA 2µ   V

sau   cot (yKA^ = 2 ^µ +—tan AD.(4)

Să luăm în considerare cazul special când p . AD/V 0 este mic, soluția lui (4) este atunci

'JPka = *-

V 2

(µ + Л VAD, µ V0

1

2

sau

2KA +

µ2 + 1

2

ANUNȚ

π

2'

Dacă p' este timpul de vibrație al lui K BCE cu o buclă la K și un nod la E, acest fir fiind în întregime înconjurat de aer, atunci

V <ke>=2

prin urmare, dacă p' = p,

astfel încât

μ2 + 1

2KA + 1 AD = KE;

sKE μ2 + 1

SAD =   2'

Când și-au redus observațiile, Arons și Rubens au considerat ca raportul SKE/SAD să fie întotdeauna egal cu μ. Investigația de mai sus arată că acesta nu este cazul când pAD/V' este mic. Am putea arăta că SKE/SAD este egal cu μ atunci când KA/AD este mic.

Rezultatele date pe a treia vedere a vibrațiilor electrice ale firului compus par paralele cu cele care sunt valabile pentru corzile și barele vibratoare. Astfel, dacă avem trei șiruri din materiale diferite întinse în serie între două puncte, timpul de vibrație longitudinală a acestui sistem nu este proporțional cu suma timpilor pe care i-ar lua un impuls pentru a parcurge șirurile separat (a se vedea Advanced Rigid Dynamics a lui Routh, p. 397), dar este dat de o ecuație care seamănă oarecum cu (3).

399.] Discrepanța dintre rezultatele teoriei precedente a acțiunii dreptunghiului divizat și metoda folosită de Arons și Rubens pentru a reduce observațiile lor, poate explica într-o oarecare măsură diferența dintre valorile capacității inductive specifice a sticlei. în câmpuri electrice alternante rapid obţinute de aceşti observatori şi cele obţinute de M. Blondlot şi de mine pentru aceeaşi cantitate.

Arons și Rubens (Wied. Ann. 44, p. 206, 1891) au determinat raportul dintre viteza acțiunii electromagnetice prin aer și cea prin sticlă umplând cu blocuri de sticlă o cutie prin care treceau firele de pe o parte a dreptunghiului lor. Folosind aceeași metodă de reducere ca și pentru dielectricii lichidi, ei au descoperit că μ (raportul vitezelor) este 2,33, de unde K = μ2 este 5,43; în timp ce valoarea lui K pentru aceeași sticlă, în câmpuri care variază lent, a fost 5,37, ceea ce este practic identic cu valoarea precedentă. Dacă,

Fig. 134.

totuși, am adoptat metoda de reducere indicată de teoria precedentă ar trebui să obținem o valoare considerabil mai mică a lui K. Pentru a vedea la ce fel de diminuare ne putem aștepta, să presupunem că circuitul prin sticlă este atât de scurt încât relația exprimat prin (4) ţine. Aceasta dă aceeași valoare pentru $(K + 1)/2$ ca și Arons și Rubens pentru μ; prin urmare avem $K = 3,66$, o valoare considerabil mai mică decât în câmpurile constante.

400.] Arons și Rubens și-au verificat metoda, descoperind prin intermediul ei capacitatea inductivă specifică a parafinei. Această substanță se întâmplă să fie una pentru care oricare dintre metodele de reducere duce la aproape același rezultat. De exemplu, pentru parafina huid metoda lor de reducere a dat $\mu = y/K = 1,47$, $K = 2,16$; dacă presupunem că ar trebui să avem $(K + 1)/2$ în loc de μ, obținem $K = 1,94$, în timp ce valoarea în deținute care variază lent este 1,98; astfel încât rezultatul pentru această substanță să nu fie decisiv între metodele de reducere.

Atât M. Blondlot, cât și cu mine am constatat că capacitatea inductivă specifică a sticlei era mai mică în condițiile care se schimbă rapid decât în cele stabile. Urmează metoda folosită de M. Blondlot (Comptes Rendus, 11 mai 1891, p. 1058; Phil. Mag. [5], 32, p. 230, 1891). O placă dreptunghiulară mare de cupru AA0, Fig. 134, este hxat vertical, iar oa doua placă paralelă și mai mică BB ' formează un condensator cu hrst. Acest con

mai dens se descarcă prin intermediul butoanelor a, b; a este conectat la conductele de gaz,

b cu un pol al unei bobine de inducție, al cărui pol este conectat la conductele de gaz. Când bobina funcționează, în condensator au loc oscilații electrice, a căror perioadă este de ordinul 1/25.000.000 de secundă. Există astfel pe partea lui AA' o reținere electrică periodică care are xx ca plan de simetrie. Două plăci pătrate, CD, C'D', sunt plasate în acesta paralel cu AA0 şi simetrice faţă de xx; două fire

terminate în EE' sunt lipite la DD1 la punctele mijlocii ale laturilor acestor plăci. Firele sunt conectate la EE' la două puncte de carbon menținute unul față de celălalt la o distanță foarte mică unul de celălalt.

Când bobina funcționează, nu se observă scântei între E și E', acest lucru se datorează simetriei aparatului. Când, totuși, o placă de sticlă este plasată între AA' și CD, scânteile trec imediat între E și E'; acestea sunt cauzate de inducţia primită de CD diferită de cea recepţionată de CD'. Prin interpunerea între AA' şi C'D' a unei foi de sulf de grosime adecvată, scânteile pot fi făcute să dispară din nou. Putem afla astfel grosimile relative ale plăcilor de sticlă și sulf care produc același efect asupra undelor electromagnetice care trec prin ele și, prin urmare, putem compara capacitatea inductivă specifică

a sticlei și a sulfului în condiții electrice similare. M. Blondlot a găsit capacitatea inductivă specifică a sulfului pe care a folosit-o prin metoda lui Curie (Annales de Chimie et de Physique, [6], 17, p. 385, 1889) și presupunând că capacitatea sa inductivă era aceeași în poziții alternante rapid. ca și în cazul celor stabile, el a descoperit că capacitatea inductivă specifică a sticlei este de 2,84, ceea ce este considerabil mai mică decât valoarea sa în staționări.

401.] Am ajuns anterior (Proc. Roy. Soc. 46, p. 292) la aceeași concluzie prin măsurarea lungimii undelor electrice emise de un condensator cu plăci paralele, (1) când plăcile erau separate de aer, (2) când au fost separate prin sticlă. Perioada de vibrație a condensatorului depinde de capacitatea acestuia și aceasta din nou de dielectricul dintre plăci, astfel încât determinarea perioadelor ne oferă mijloacele de determinare a capacității inductive specifice a sticlei. Condensatorul cu plăci paralele își pierde energia prin radiație lent și, astfel, va forța vibrația propriei perioade asupra oricărui sistem electric aflat sub influența sa. Acesta diferă în această privință de condensatorul din fig. 113, care își iradiază energia atât de rapid încât acțiunea sa asupra conductoarelor electrice învecinate se apropie de un impuls care pornește vibrațiile libere ale unor astfel de sisteme.

Lungimile de undă din acele observații au fost determinate de observațiile asupra scânteilor. Aceasta nu este comparabilă în delicatețe cu metoda bolometrică a lui Arons și Rubens; metoda a fost totuși suficient de sensibilă pentru a arăta o scădere considerabilă a capacității inductive specifice a sticlei, pentru care am obținut valoarea 2,7, aproape coincidentă cu cea obținută de M. Blondlot. Sulful și ebonita, pe de altă parte, atunci când sunt testate în

în același mod, nu au arătat nicio schimbare apreciabilă în capacitatea lor inductivă specifică.

Efectele produse de un câmp magnetic asupra luminii.

402.] Legătura dintre fenomenele optice şi cele electromagnetice este ilustrată de efectele produse de un magnetic ţinut asupra luminii care trece prin el. Faraday a fost primul care a descoperit acțiunea magnetismului asupra luminii; el a descoperit (Experimental Researches, vol. 3, p. 1) că atunci când lumina polarizată plană trece prin anumite substanțe, cum ar fi bisulfura de carbon sau sticla grea, plasate într-un suport magnetic unde liniile de forță sunt paralele cu direcția de propagare. al luminii, planul de polarizare este răsucit în jurul direcției forței magnetice. Legile acestui fenomen sunt descrise în Maxwell's Electricity and Magnetism, capitolul XXI.

403.] Investigațiile ulterioare au arătat că un suport magnetic produce alte efecte asupra luminii, care, deși probabil își au originea

în aceeași cauză ca cea care produce rotația planului de polarizare în suportul magnetic, se manifestă într-un mod diferit. cale.

Astfel Kerr (Phil. Mag. [5], 3, p. 321, 1877), ale cărui experimente au fost verificate și extinse de Righi (Annales de Chimie et de Physique, [6], 4, p. 433, 1885; 9; , p. 65, 1886; 10, p. 200, 1887), Kundt (Wied. Ann. 23, p. 228, 1884), Du Bois (Wied. Ann. 39, p. 25, 1890) și Sissingh (Wied. Ann. 42, p. 115, 1891) a constatat că atunci când lumina polarizată plană incide pe polul unui electromagnet, lustruită astfel încât să acționeze ca o oglindă, planul de polarizare al luminii reflectate nu este același atunci când magnetul este „pornit” ca atunci când este „oprit”.

Cel mai simplu caz este atunci când lumina polarizată în planul incident cade normal pe polul unui electromagnet. În acest caz, când magnetul nu este excitat, raza reflectată este polarizată plană și poate fi oprită complet de un analizor plasat într-o poziție adecvată. Dacă analizorul este menținut în această poziție și electromagnetul este excitat, reținutul, așa cum este văzut prin analizor, nu mai este destul de întunecat, ci devine așa, sau foarte aproape, atunci când analizorul este rotit printr-un unghi mic, arătând că planul de polarizare a fost răsucit printr-un unghi mic prin reflexia fierului magnetizat. Righi (lc) a arătat că lumina reflectată nu este chiar polarizată plană, ci că este polarizată eliptic, axele elipsei fiind de mărime foarte inegală. Aceste axe nu sunt, respectiv

în și în unghi drept față de planul de incidență. Dacă privim pentru o clipă lumina reflectată polarizată eliptică ca fiind aproximativ polarizată în plan, planul de polarizare fiind acela prin axa majoră a elipsei, direcția de rotație a planului de polarizare depinde dacă polul de la care este reflectată lumina. este un pol nord sau sud. Kerr a descoperit că direcția de rotație era opusă celei ale curenților care excită polul din care era reflectată lumina.

Rotația produsă este mică. Kerr, care a folosit un mic electromagnet, a trebuit să concentreze liniile de forță magnetică în vecinătatea oglinzii, plasând lângă aceasta o masă mare de fier moale, înainte de a putea obține efecte apreciabile. Prin utilizarea unor magneți mai puternici, Gordon și Righi au reușit să obțină o diferență de aproximativ jumătate de grad între pozițiile analizorului pentru întuneric maxim, curentul de magnetizare curgând mai întâi într-o direcție și apoi în invers.

O bucată de foiță de aur așezată peste stâlp oprește în întregime rotația magnetică, demonstrând astfel că rotația planului de polarizare nu se produce în aer.

Hall (Phil. Mag. [5], 12, p. 157, 1881) a constatat că rotația are loc atunci când lumina este reflectată din nichel sau cobalt, în loc de fier, și este în aceeași direcție ca și pentru fier.

Righi (lc) a arătat că cantitatea de rotație depinde de natura luminii; cu cât lungimea de undă este mai mare, cu atât este mai mare (cel puţin în limitele spectrului luminos) rotaţia.

Incidența oblică pe un pol magnetic.

404.] Când lumina incidentă oblic și nu în mod normal pe polul lustruit al unui electromagnet este necesar, pentru a putea măsura rotația, ca lumina incidentă să fie polarizată fie în unghi drept, fie în unghi drept față de planul incidență, deoarece doar în aceste două cazuri lumina polarizată plană rămâne plană polarizată după reflectarea de la o suprafață metalică, chiar dacă aceasta nu este într-un câmp magnetic. Când lumina polarizată în oricare dintre aceste planuri incide pe polul lustruit al unui electromagnet, lumina, când magnetul este pornit, este polarizată eliptic după reflexie, iar axele majore și minore ale elipsei nu sunt respectiv în și la unghi drept față de planul de incidență. Elipticitatea luminii reflectate este foarte mică. Dacă privim lumina ca fiind formată din două

unde polarizate plane de amplitudini inegale și faze complementare, apoi rotația din planul de polarizare al undei incidente la cel al planului în care amplitudinea undei reflectate este cea mai mare este în direcția opusă celei curenților care circulă rotund. polii electromagnetului.

Potrivit lui Righi, mărimea acestei rotații atunci când lumina incidentă este polarizată într-un plan perpendicular pe cel al incidenței atinge un maxim atunci când unghiul de incidență este între 44° și 68°; în timp ce atunci când lumina este polarizată în planul de incidență, rotația scade constant pe măsură ce unghiul de incidență crește. Rotația când lumina este polarizată în planul de incidență este întotdeauna mai mică decât atunci când este polarizată în unghi drept față de acel plan, cu excepția cazului în care incidența este normală, când desigur cele două rotații sunt egale.

Aceste rezultate ale lui Righi diferă în unele privințe de cele ale unor investigații anterioare ale lui Kundt, care, când lumina era polarizată în unghi drept cu planul de incidență, a obținut o inversare a semnului de rotație a planului de polarizare în apropierea incidenței de pășunat. .

Reflectare din fier magnetizat tangenţial.

405.] În experimentele precedente liniile de forță magnetică erau în unghi drept față de suprafața reflectantă; efecte oarecum similare sunt totuși produse atunci când oglinda este magnetizată tangențial. În acest caz, Kerr (Phil. Mag. [5], 5, p. 161, 1878) a găsit:—

1. Că atunci când planul de incidență este perpendicular pe liniile de forță magnetică nu se produce nicio modificare prin magnetizarea luminii reflectate.

2. Nu se produce nicio modificare la incidenta normala.

3. Când incidența este oblică, liniile de forță magnetică aflându-se în planul de incidență, lumina reflectată este polarizată eliptic după reflectarea de pe suprafața magnetizată, iar axele elipsei nu sunt în și în unghi drept față de planul lui. incidenţă. Când lumina este polarizată în planul de incidență, rotația planului de polarizare (adică rotația de la planul inițial la planul prin axa majoră a elipsei) este pentru toate unghiurile de incidență în direcția opusă celei. de curenți care ar produce un câmp magnetic de același semn ca și magnetul. Când lumina este polarizată în unghi drept cu planul

de incidență, rotația este în aceeași direcție cu acești curenți când unghiul de incidență este între 0° și 75° după Kerr, între 0° și 80° după Kundt și între 0° și 78° 54' conform Righi. Când incidența este mai oblică decât aceasta, rotația planului de polarizare este în sens opus curenților electrici care ar produce o susținere magnetică de același semn.

406.] Experimentele lui Kerr au fost legate de cazul luminii rejectate de pe suprafete metalice. Kundt (Phil. Mag. [5], 18, p. 308, 1884) a făcut o serie de observații cât se poate de interesantă asupra efectului plăcilor subțiri ale metalelor magnetice fier, nichel și cobalt, asupra planului de polarizare a trecerii luminii. prin aceste plăci într-o reținere magnetică puternică unde liniile de forță sunt în unghi drept față de suprafața plăcilor.

Kundt a descoperit că în aceste circumstanțe metalele magnetice posedă într-o măsură extraordinară puterea de a roti planul de polarizare al luminii. Rotația datorată unei plăci de fier este pentru razele medii ale spectrului de mai mult de 30.000 de ori mai mare decât a unei plăci de sticlă de aceeași grosime în același suport magnetic și de aproape 1.500 de ori rotația naturală (adică rotația independentă). de forţă magnetică) datorită unei plăci de cuarţ de aceeaşi grosime. Rotaţia planului de polarizare se face cu toate cele trei substanțe în direcția curenților care ar produce un magnetic ținut de același semn cu cel care produce rotația. Rotația în circumstanțe similare este aproape aceeași pentru fier și cobalt, în timp ce pentru nichel este cu siguranță mai slabă. Rotația este mai mare pentru razele roșii decât pentru albastru.

407.] Fenomenele descoperite de Kerr arată că atunci când curenții alternativi rapid care însoțesc undele luminoase trec prin fier, nichel sau cobalt într-o reținere magnetică, se produc intensități electromotoare care sunt în unghi drept atât cu curentul, cât și cu forța magnetică. . Să luăm, de exemplu, cazul simplu în care lumina

incide în mod normal pe polul unui electromagnet. Să presupunem că lumina incidentă este polarizată în planul lui zx, unde z = 0 este ecuația cu suprafața de rehectare, astfel încât în unda incidentă intensitățile electromotoare și curenții sunt în unghi drept față de acest plan; Kerr a constatat, totuși, că unda reefectată avea o componentă polarizată în planul lui yz; astfel, după reecție există intensități electromotoare și curenți paraleli cu x, adică în unghi drept atât cu direcția magneticului extern reținut care este paralel cu z, cât și cu intensitățile undei incidente care sunt paralele cu y .

Fig. 135.

Efectul Hall.

408.] În revista Philosophical Magazine din noiembrie 1880, Hall a publicat o relatare a unor experimente, care arată că atunci când un curent continuu curge într-un câmp magnetic constant, se dezvoltă intensități electromotoare care sunt în unghi drept atât cu forța magnetică, cât și cu curentului și sunt proporționale cu produsul dintre intensitatea curentului, forța magnetică și sinusul unghiului dintre direcțiile acestor mărimi. Natura experimentelor prin care a fost demonstrat acest efect a fost următoarea: O peliculă subțire de metal a fost depusă pe o placă de sticlă; această placă a fost plasată peste polul unui electromagnet și un curent constant trimis prin film de la doi electrozi. Distribuția curentului a fost indicată prin găsirea a două locuri în film care se aflau la

același potențial; acest lucru a fost realizat prin găsirea a două puncte astfel încât, dacă au fost plasate în conexiune electrică cu bornele unui galvanometru delicat (G), nu produceau curent prin acesta când electromagnetul era „închis”. Dacă acum curentul a fost trimis printr-un electromagnet, s-a produs o deviație a galvanometrului (G) și aceasta a continuat atâta timp cât electromagnetul era „pornit”, arătând că distribuția curentului în peliculă a fost modificată de câmpul magnetic. Metoda folosită de Hall pentru a măsura acest efect este descrisă în următorul extras luat dintr-una din lucrările sale pe acest subiect (Phil. Mag. [5], 19, p. 419, 1885). „În majoritatea cazurilor, atunci când era posibil, metalul a fost folosit sub forma unei benzi subțiri de aproximativ 1,1 centimi. lată și aproximativ 3 centimi. lung între cele două bucăți de alamă B, B (Fig. 135), care, lipite la capetele benzii, serveau drept electrozi pentru intrarea și scăparea curentului principal. La brațele a, a, aproximativ 2 milim. lată și poate 7 milim. lungi, au fost lipite firele w, w, care duceau la un galvanometru Thomson. Crestăturile c, c arată cum a fost asigurată reglarea. Fâșia astfel pregătită a fost fixată pe o placă de sticlă cu ajutorul unui ciment de ceară de albine și colofoniu, toate părțile prezentate în figură fiind înglobate și acoperite de acest ciment, care era atât de dur și rigid încât să fie destul de fragil la temperatura obișnuită a aerului.

„Placa de sticlă care auzeau banda de metal astfel încorporată a fost, când urma să fie testată, așezată cu B, B vertical în partea îngustă a unui rezervor a cărui secțiune orizontală este prezentată în Fig. 136. Acest rezervor, TT, conține placa de sticla cu banda metalica a fost asezata intre polii PP ai electromagnetului. Rezervorul era umplut cu apă care era uneori în repaus și alteori curgea. Prin aceasta, temperatura benzii de metal a fost sub un control tolerabil, iar inconvenientul cauzat de efectele termoelectrice la a și a

Fig. 136.

diminuat considerabil. Diametrul capetelor circulare plane ale pieselor polare PP era de aproximativ 3,7 centimi.

Prin intermediul experimentelor de acest fel Hall a ajuns la concluzia că dacă a, β, y; u, v, w indică, respectiv, componentele forței magnetice și intensitatea curentului, se stabilesc intensități electromotoare ale căror componente paralele cu axele lui x, y, z sunt respectiv.

C ^w — yv), C (yu — aw), C (av — βυ).

Valorile lui C în unități electromagnetice pentru unele metale la 20° C, determinate de Hall (Phil. Mag. [5], 19, p. 419, 1885), sunt date în următorul tabel (lcp 436):—

Metal.	C x 1015.
Cupru	—520
Zinc	+820
Fier de călcat	+7850
Oțel, moale	+12060
,, temperat	+33000
Cobalt	+2460
Nichel	-14740
Bismut	—8580000
Antimoniu	+114000
Aur	—660

În ceea ce privește metalele magnetice, nu este sigur că cantitatea implicată în primul rând în efectul Hall este mai degrabă forța magnetică decât inducția magnetică sau intensitatea magnetizării. Experimentele lui Hall cu nichel par să arate că acesta este ultimul dintre aceste trei, deoarece el a descoperit, folosind câmpuri magnetice puternice, că efectul a încetat să fie proporțional cu câmpul magnetic extern și a scăzut într-un mod similar cu cel în care magnetizarea scade atunci când câmpul este crescut. Trebuie să ne amintim, dacă folosim valoarea lui Hall a lui C pentru fier și celelalte metale magnetice, să folosim în expresia intensităților electromotoare inducția magnetică în loc de forța magnetică. Căci în experimentele lui Hall, forța magnetică măsurată a fost forța magnetică normală din afara fierului. Deoarece placa era foarte subțire, forța magnetică normală din afara fierului ar fi mare în comparație cu cea din interior; inducția magnetică normală din interior ar fi totuși egală cu forța magnetică normală din exterior, astfel încât Hall a măsurat în acest caz relația dintre intensitatea electromotoare produsă și inducția magnetică care o produce.

Hall a stabilit astfel pentru curenții continui existența unui efect de aceeași natură cu cel pe care experimentele lui Kerr l-au dovedit (presupunând teoria electromagnetică a luminii) că există pentru curenții alternativi rapid care constituie lumina. Aici însă asemănarea se termină; valorile coeficientului C dedus de Hall din experimentele sale asupra curenților continui nu se aplică curenților lumini alternativi rapid. Astfel Hall a descoperit că pentru curenții continui semnul lui C era pozitiv pentru fier, negativ pentru nichel; proprietățile magneto-optice ale acestor corpuri sunt totuși destul de asemănătoare. Din nou, atât Hall, cât și Righi au descoperit că C pentru bismut era enorm mai mare decât cea pentru fier sau nichel. Righi, cu toate acestea, nu a reușit să găsească urme de efecte magneto-optice în bismut.

Experimentele optice descrise anterior arată că există o intensitate electromotoare în unghi drept atât cu forța magnetică, cât și cu intensitatea electromotoare; ele nu arată totuși, fără investigații suplimentare, de ce funcție a intensității electromotoare depinde mărimea intensității transversale. Astfel, de exemplu, curentul complet din metal este suma curenților de polarizare și conducție. Astfel, dacă intensitatea electromotoare este X, curentul total u este dat de ecuație

$$u = \left(\frac{K'}{4\pi}\frac{d}{dt} + \frac{1}{\sigma}\right) X;$$

409.]

sau dacă efectele sunt periodice și proporționale cu eipt,

u =

X,

unde K’ este capacitatea inductivă specifică a metalului și σ rezistența sa specifică.

Nu știm din experimente, fără alte discuții, dacă intensitatea electromotoare transversală este proporțională cu u, curentul total, sau numai cu K'¿pX/4%, partea de polarizare a acestuia, sau cu X/σ, curent de conducere.

Vom presupune că componentele intensității electromotoare transversale sunt date de expresii

k(bw — cv), k(cu — aw), k(av — bu);

unde a, b, c sunt componentele inducției magnetice, u, v, w cele ale curentului total.

Această formă, dacă k este o constantă reală, face ca intensitatea transversală să fie proporțională cu curentul total; forma este totuşi suficient de generală analitic pentru a acoperi cazurile în care intensitatea transversală este proporţională numai cu curentul de polarizare sau cu cel de conducţie. Astfel, dacă punem

kf K'up/4^\

\K 'bp/4-π + 1/σ) '

unde k0 este o constantă reală, intensitatea transversală va fi proporțională cu curentul de deplasare; în timp ce dacă punem

k=

k''

K 'sus/4-π + 1/σ'

unde k00 este o constantă reală, intensitatea transversală va fi proporțională cu curentul de conducere. Vom continua acum să investigăm care dintre aceste ipoteze, dacă există, va explica rezultatele observate de Kerr.

409.] Fie P, Q, R componentele intensității electromotoare într-un conductor, P', Q', R' părțile acestora care provin din inducția electromagnetică, a, b, c componentele inducției magnetice, a, β, y cele ale forței magnetice, u, v, w componentele curentului. K', μ', σ

sunt, respectiv, capacitatea inductivă specifică, permeabilitatea magnetică și rezistența specifică a metalului.

Apoi avem în metal

$P = P' + k(bw - ev)$,

$Q = Q' + k(eu - aw)$,

$R = R' + k(av - bu)$,

unde k este un coeficient care are aceeași relație cu curenții alternativi rapid ca și C (Art. 408) cu curenții continui. Dacă câmpul extern este foarte puternic, putem înlocui fără o eroare apreciabilă pentru a, b, e, în termenii înmulțiți cu k, ao, b0, e0, componentele câmpului extern. Vom presupune că acest câmp este uniform, astfel încât a0, b0, e0 sunt independenți de x, y, z.

Prin ecuația (2) din art. 256

da dQ'dR'

dt dzdy

dQ dRddd

= -,-----zk\ao —+bo—+eo—u,(1)

dz dyydxdydz)

dw

du dv

întrucât — + — + — = dx dy dz închis. Acum, deoarece u este componenta curentului total paralel cu x, acesta

dz

0 în ipoteza lui Maxwell că toți curenții sunt

este egală cu suma componentelor polarizării și conducției

curenți în acea direcție. Curentul de polarizare este egal cu

K' dP

4π dt curentul de conducere la P/σ, deci dP

4ffu = K ' —— dt

+ ^p.

Ne vom limita atenția la curenții periodici și vom presupune că variabilele sunt proporționale cu eipt; în acest caz ecuaţia precedentă devine

\zu = (K 'bp + 4ff/a)P,

dar

Vzu

dy dfi dy dz

deci avem

(K'¿p'' ' ' = d - d;
în mod similar (k',.p + 4^)q =- A , T.,„, xn d; da (K ¿p + 4π/s)K =
— ; dx dy

şi deci din moment ce

da ab dyth

dx dy dz

(K '¿p + 4p/s)

d2a d2a d2a

dx2 + dy2 + dz2 '

și deci ecuația (1) devine

(K '¿p + 4p/s)m

da d2ad2ad2a

dt dx2 + dy2 + dz2

k

— -— (K '¿p + 4p/s) 4p

ddd ao + bo — + co ——

dx dy dz

La fel avem

z. I, .'p d2;d2pd2;

(K'¿p   ■-t = dX2 + dy2 + -di

k , ,r,   , ¡ Í d dd \ Í da

— (K ¿p + 4π/σ)\ ao — + bo — + co —   —

4π   y dx dy dz J y dz

(K'¿p   . % = dy + dy + dy

dt dx2   dy2dz2

k , .   , . . Í d , dd \ Íd;

- — (K ¿p + 4π/σ)I a^ — + băiat- + co —   —

4π   \ dx dy dz J \ dx

(2)

Acum suntem în măsură să discutăm despre reflectarea undelor de lumină de pe o suprafață metalică plană. Să luăm planul care separă metalul de aer ca plan al lui xy, planul de incidență ca plan al lui xz; direcția pozitivă de-a lungul z este de la metal la aer.

Să presupunem că undele de forță magnetică au incidență asupra metalului, aceste unde incidente pot fi exprimate prin ecuații de forma

9

iar din moment ce

Unde

a = Ao el(lx+mz+pt), β B ^i(lx+mz+pt) ; da   άβdyθ

dx   dydz '

y = __La0 (z(lx+mz+pt') ;

m

.   2P2

l + m = v2;

iar A0 și Bo sunt constante.

V este viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin aer și deci este egală cu 1/K, unde K este măsura electromagnetică a capacității inductive specifice a aerului, a cărei permeabilitate magnetică este luată ca unitate. Undele vor fi reflectate de pe suprafața metalului, iar amplitudinile acestor unde vor fi proporționale cu el(lx~mz+pt) , astfel încât a, β, y, componentele forței magnetice totale din aer, vor , deoarece se datorează atât undelor incidente, cât și undelor reflectate, să fie reprezentate prin ecuații

a = A ^i(lx+mz+pt) IA

β B® y(lx+mz+pt) iby(lx–mz+pt)

y = LA ^(Ix+mz+pt) ILA çi,(lx–mz+pt)

m m'

unde A și B sunt constante.

Vom presupune că metalul este atât de gros încât nu există nicio reflexie decât de la fața z = 0; în acest caz undele din metal se vor deplasa în direcția negativă a lui z.

Astfel în metal putem pune

a = A' eL(lx+m'z+pt)

β b' y(lx+m' z+pt)

y = La' e^(lx+m'z+pt)

m' '

unde dacă m' este complex partea reală trebuie să fie pozitivă pentru ca ecuaţiile să reprezinte o undă care se deplasează în direcţia negativă a lui z ; partea imaginară a lui m’ trebuie să fie negativă, altfel amplitudinea undei de forță magnetică ar crește la infinit pe măsură ce valul a călătorit de-a lungul.

Înlocuind aceste valori ale lui a, b, y în ecuațiile (2), obținem

A'(–p2m'K0 + 4pm0 ¿p/s + l2 + m02)

k

= ((K0¿p + 4κ/a)т0 (la0 + m!c0)B', (3)

4p

B 0(–p2μ0K0 + 4πμ0 ¿p/s + l2 + m02)

k l2 + m02

= – (K0¿p + 4π/s) ' , (la0 + m0co)A0. (4)

4p m0

Eliminând A0 și B0 din aceste ecuații, obținem

– p2µ0K0 + 4πµ0 ¿p/s + l2 + m02

¿k 1

= ±–(K0¿p + I w/σ)(l2 + m02)2 (la0 + m0co). (5) 4p

Există doar două valori ale lui m0 care satisfac această ecuație și care au părțile lor reale pozitive și părțile lor imaginare negative. Vom nota aceste două rădăcini cu mi, m2; m1 fiind rădăcina când se ia semnul plus în ambiguitatea semnului din ecuația (4), m2 rădăcina când se ia semnul minus.

Avem din ecuația (3), dacă A1 și B1 sunt valorile lui A și B0 corespunzătoare rădăcinii m1,

A1¿(l2 + m2)2 = –B1m1;

sau dacă l2 + m2 =

A1¿!1 = –B1m1.

Dacă A2 și B2 sunt valorile lui A0 și B0 corespunzătoare rădăcinii m2, avem

Unde

A2¿!2 = Bj/ZV·

/2 I 2 2

l + m2 = ω2.

Astfel în metalul pe care îl avem

a = A 6¿(lx+miz+pt) + A 6¿(lx+m2z+pt)

β = _ ¿!1 A 6¿(lx+miz+pt) + ¿!2 A 6¿(lx+m2z+pt) m1 m2

y = _ l A 6¿(lx+m1 z+pt) _ la gz(lx-+-m2 z+pt) m1 m2

Vedem astfel că unda plană inițială este în metal împărțit în două unde plane care călătoresc cu vitezele p/ωι, respectiv p=!2. Vedem și din ecuațiile pentru η. β. q că undele sunt două polarizate circular care călătoresc cu viteze diferite. Pornind de la acest rezultat Prof. GF Fitzgerald (Phil. Trans. 1880. p. 691) a calculat rotația planului de polarizare produsă de reflexia de pe suprafața unui mediu transparent care sub acțiunea forței magnetice descompune o undă plană. în două polarizate circular; unele dintre rezultatele la care a ajuns nu sunt în concordanță cu rezultatele experimentelor lui Kerr și Righi privind reflexia de pe suprafețele metalice plasate într-un câmp magnetic. demonstrând că în ele trebuie să ținem cont de opacitatea mediului dacă dorim să explicăm complet rezultatele acestor experimente.

410.] Pentru a determina undele reflectate si transmise trebuie sa introducem conditiile la limita. Presupunem (1) că a și β. componentele tangenţiale ale forţei magnetice. sunt continue; (2) că inducția magnetică normală este continuă; și (3) că partea din intensitatea electromotoare tangențială care se datorează inducției magnetice este continuă. Trebuie observat că condiția (3) face discontinuă intensitatea electromotoare tangențială totală. pentru că intensitatea electromotoare totală este alcătuită din două părți. unul datorat inducției electromagnetice. celălalt din cauza cauzelor care produc efectul Hall; este doar prima dintre aceste părți pe care o presupunem a fi continuă.

Dacă P este componenta paralelă cu x a intensității electromotoare totale. P' partea din ea datorată inducției electromagnetice. apoi

P = P' + k(b0w – c0v);

1

dar

P= .Tι _άβ_

K 'bp + 4π/σ \dy dz

1 dβ

K'¿p + 4π/σ dz ' deoarece în cazul de față q nu depinde de y.

Prin urmare. înlocuind valorile lui w şi v în termeni de forţă magnetică. conditia ca P' sa fie continuu este echivalenta cu cea a

1 dβ k A dβ/ dadq \\

K'¿p + 4π/σ dz 4π \ 0 dx\dzdx))

fiind continuu.

Vom presupune că în aer k = 0.

Condiția ca a este continuă dă

Ao + A = Ai + A2;

condiţia ca β să fie continuu dă

Ldi   ы2

Bo + B =-------Ai +-----A2;

mi   m2

(6)

(7)

condiţia ca inducţia magnetică normală să fie continuă dă

----(Ao _ A) = _μ' m

l л l л —Ai +-A2

sau împărțirea la l,

--(Ao - A) = —μ'(—Ai + — A^ . m   mi m2

(8)

Putem demonstra cu ușurință independent că această ecuație este adevărată atunci când l = 0, deși în acest caz nu poate fi dedusă în mod legitim din ecuația precedentă.

Condiția ca P' să fie continuu dă, deoarece k = 0 și σ = i pentru aer,

_ m (B _ B) = L(!iAi - !2A2)

Klp 0   K 0Lp + 4π/σ

- 7~ (bol f-— Ai +   A2} - co fAi +A2^|. (9)

4π   y mi m2)\mim2) J

Ecuațiile (6), (7), (8) și (9) sunt suficiente pentru a determina cele patru mărimi A, Ai , A2 , B , și astfel pentru a determina amplitudinile și fazele undelor reflectate și transmise.

411.] Vom proceda acum la aplicarea acestor ecuații în cazul reflexiei de la o suprafață reflectorizantă magnetizată tangenţial, ca inversare particulară a direcţiei de rotaţie a planului de polarizare care (Art. 405) Kerr a constatat că are loc atunci când unghiul de incidență trece prin 75° pare să indice că acest caz este cel mai potrivit pentru a distinge între ipotezele rivale.

Întrucât în acest caz forța magnetică este tangențială co = 0; prin urmare, referindu-ne la ecuația (5), vedem că va exista o singură valoare a lui m' dacă lao dispare, adică dacă l = 0, caz în care incidența este normală, sau dacă ao = 0,

caz în care forța magnetică este în unghi drept cu planul de incidență; prin urmare, deoarece există o singură valoare a lui m0, nu va exista nicio rotație a planului de polarizare în niciunul dintre aceste cazuri; aceasta este de acord cu experimentele lui Kerr (vezi art. 405).

Să presupunem că lumina este polarizată perpendicular pe planul de incidență și că oglinda este magnetizată în acel plan. În unda incidentă forța magnetică este în unghi drept cu planul de incidență, astfel încât Ao ecuațiilor (6), (7), (8) și (9) dispare. Punând

Ao = °,   bo = 0, co = 0,

obținem din aceste ecuații

A — Ai + A2,

Bo + B —   A, -Ad ,

\mi   m2)

.   , Í 1 л 1 ,

A = —p'ml —A1 +-----A2

mi m2

m (B _B)= ¿(!iAi ~ !2A2) K¿po   K '¿p + 4π/σ

Deoarece (K'¿p + 4π/σ)/Kьp poate fi scris

-(Bo - B)

—R2e2ia h'

, vezi art. 353, ultima ecuație

R2 2.,,-(!1A1 _ !2A2)·

R2e2Lam

Rotația observată este mică, de aceea vom neglija pătratele și puterile mai mari ale lui (m1 — m2); făcând aceasta descoperim din ecuaţiile precedente că

A

B

f h0 _ O Λ + 0 m A '

\R2e2sunt M/ \M/

(10)

unde M este valoarea lui m1 sau m2, când k = 0 și ω2 = l2 + M2. Din ecuația (5) avem, când co = 0,

¿k 1

—p2h'K0 + 4πμ0 ¿p/σ + l2 + mi = — (K'¿p + 4π/σ)(12 + m?)2 lao, 4π

¿k 1

—p2h'K0 + 4πμ^/σ + l2 + m2 = , (K'¿p + 4π/σ)(12 + m2)2 lao·

4π

Prin urmare, când m1 — m2 este mic, avem aproximativ ¿k

(mi — m2)M = — (K' ¿p + 4ff/aWa0

4π

= ——■R2e2ía¿pVO~2!lao,

4πμ'

unde VO reprezintă viteza de propagare a acțiunii electromagnetice prin aer. Înlocuind această valoare a lui m1 — m2 în ecuația (10) obținem

A

B

¿kp

4π

R2e2ialmV0 2a0!

M - 9 (M+"'m)

(11)

A

Dacă $B = \theta + ¿\varphi$,

unde θ și φ sunt mărimi reale, atunci dacă lumina reflectată polarizată perpendicular pe planul de incidență este reprezentată de

$\beta = \cos(pt + lx - mz)$,

lumina reflectată polarizată în planul de incidenţă va fi reprezentată de

$a = \theta \cos(pt + lx - mz) - \varphi \sin(pt + Ix - mz)$;

astfel, dacă φ nu dispare, lumina reflectată va fi polarizată eliptic. Dacă totuși θ și φ sunt mici, atunci unghiul dintre axa majoră a elipsei pentru lumina reflectată și cea a luminii incidente (în ceea ce privește aceasta, care este polarizată în plan, ca limită a luminii polarizate elipse atunci când axa mică a elipsei dispare).) va fi aproximativ θ. Prin urmare, dacă prisma de analiză este setată astfel încât să stingă lumina reflectată de oglindă atunci când nu este magnetizată, câmpul după magnetizare va fi cel mai întunecat atunci când analizorul este rotit printr-un unghi θ, deși chiar și în acest caz nu va fi absolut întuneric. Continuăm acum să găsim θ din ecuația (11).

Avem prin art. 353

$l2 + M2 = R2e2¿"(l2 + m2)$,

sau $M2 = (R2e2¿" - 1)l2 + R2e2¿"m2$.

Acum, pentru metale, modulul lui R2e2¿" este mare, tabelul din Art. 355 arătând că pentru oțel este de aproximativ 17; deci avem aproximativ

M2 = /À2'”;/2 + m2)

= R2

2ia -2

V02 ·

Vom pune μ' = 1 în numitorul din partea dreaptă a ecuației (11), deoarece nu există dovezi că fierul și oțelul își păstrează proprietățile magnetice pentru forțele magnetice care alternează la fel de rapid ca cele din undele luminoase. Făcând această substituție și punând $m = (p/V0) \cos i$, unde i este unghiul de incidență, vom obține

7 M \p

-TM-------1) (M + m) = -p-

\R'2e2l'am JV0

— Re¿" +--------cos i

ReLa

—-— (1 — cos2 i — Reia cos i) V0 cos i

aproximativ, deoarece modulul lui Re¿" este mare. Prin urmare, vedem

A bk pa0V0~2Reia sin i cos2 i B 4π sin2 i — Re¿" cos i '

astfel încât dacă k este real,

k pa0V0~2 sin3 i cos2 iR sin a

4π sin4 i — 2 sin2 i cos iR cos a + R2 cos2 i

Acest lucru nu schimbă semnul pentru orice valoare a lui i între 0 și π/2; acest rezultat este deci inconsecvent cu experimentele lui Kerr și Kundt și putem concluziona că ipoteza pe care se bazează — că intensitatea transversală este proporțională cu curentul total — este eronată.

Deoarece experimentele lui Kerr și Kundt au fost făcute cu metale magnetice, pare de dorit să luăm în considerare rezultatele presupunând că aceste metale își păstrează proprietățile magnetice. Când μ' nu este egal cu unitatea, θ este proporțional cu

cos2 i sin i sin a

2 2μ'2

μ sin2 i +--—

R

cos a cos i ;

aceasta nu schimbă semnul pentru orice valoare a lui i între 0 și π/2, astfel încât ipoteza anterioară nu poate fi făcută să fie de acord cu faptele presupunând că metalele își păstrează proprietățile magnetice.

412.] Să considerăm acum consecinţa presupunerii că intensitatea electromotoare transversală este proporţională nu cu curentul total, ci cu curentul de polarizare; putem face asta punând

k = K'Lp/4^,,

K 'bp/4-π + 1/σ '

unde k' este o mărime reală.

Această ecuație poate fi scrisă

k =

K 'V 2

K V0 k' R2e2t« '

Înlocuind această valoare a lui k în ecuația (11) avem hnd

A bk'K' pa0sin i cos2 i

B 4πBBα sin2 i — Reía cos i

Dacă scriem asta în formă

A

B = θ' + I,φ' , unde θ' și ϕ' sunt reale, avem

θ' k'K'pao sin i cos2 i(sin a sin2 i — R sin 2a cos i)

4 v R sin4 i — 2R sin2 i cos i cos a + R2 cos2 i

(12)

Unghiul prin care trebuie să fie răsucit analizorul pentru a produce cel mai mare întuneric este, după cum am văzut, egal cu θ' partea reală a lui A/B. Ecuația (12) arată că acesta își schimbă semnul atunci când i trece prin valoarea dată de ecuație

sau

sin a sin2 i — R sin 2a cos i = 0, sin2 i = 2R cos a cos i;

cu notarea tabelului la art. 355 aceasta este

sin2 i = 2n cos i.

Dacă μ' nu este egal cu unitatea, ecuația corespunzătoare poate fi demonstrată cu ușurință

μ' sin2 i = 2n cos i.

Din tabelul din art. 355 vedem că pentru oțel n = 2,41, valoarea corespunzătoare a lui i când μ' = 1 este de aproximativ 78°, ceea ce este de acord cu rezultatele experimentelor lui Kerr. Prin urmare, vedem că consecințele

412.]

ipotezele, că intensitatea electromotoare transversală este proporțională cu curentul de polarizare și că μ' = 1, sunt de acord cu rezultatele experimentelor.

Vom considera acum consecințele presupunerii că intensitatea electromotoare transversală este proporțională cu curentul de conducere. Putem face asta punând

k"

k = K ' ιρ/4π + 1/σ' unde k00 este o mărime reală constantă.

Această ecuație poate fi scrisă

_ i vk'W2 ipR2e2¿"

Înlocuind această valoare a lui k în ecuația (11) găsim k00 sin i cos2 i

R eia (sin2 i — ReLa cos i) '

(cos a sin2 i — R cos 2a cos i) T7

A

B

a cărui parte reală este

k" sin i cos2 i

R sin4 i — 2 sin2 i cos iR cos a + R2 cos2 i

Acesta este unghiul prin care trebuie răsucit analizorul pentru a stinge cât mai mult posibil lumina reflectată. Rotația analizorului își va schimba semnul când i trece prin valoarea dată de ecuație

sau

cos a sin2 i = R cos 2a cos i; R cos a sin2 i = R2 cos 2a cos i.

Cu notarea art. 355 acest lucru poate fi scris

n sin2 ι = n2(1 — k2) cos ι.

Din tabelul din art. 355 vedem că 1 — k2 este negativ, prin urmare, întrucât n este pozitiv, nu există o valoare reală a lui i mai mică decât π/2 care să satisfacă această ecuație, astfel încât dacă această ipoteză ar fi corectă nu ar exista nicio inversare a sensului de rotație. a analizorului.

Prin urmare, dintre cele trei ipoteze, (1) că intensitatea electromotoare transversală în cauză în aceste efecte optice magnetice este proporțională cu curentul total, (2) că este proporțională cu curentul de polarizare, (3) că este proporțională cu curentul de conducție , vedem că (1) și (3) sunt

incompatibil cu experimentele lui Kerr asupra reflexiei din oglinzile magnetizate tangențial, în timp ce (2) este complet în acord cu acestea.

413.] Intensitatea electromotoare transversală indicată de ipoteza (2) este de un caracter total diferit de cel descoperit de Hall. În experimentele lui Hall intensitățile electromotoare și, prin urmare, curenții prin plăcile metalice, au fost constante; când însă acesta este cazul, curentul de „polarizare” dispare. Astfel, în experimentele lui Hall nu ar fi putut exista o intensitate electromotoare de tipul presupus în ipoteza (2); Prin urmare, nu există niciun motiv să ne așteptăm ca ordinea metalelor în raport cu efectul lui Kerr să fie aceeași cu cea în ceea ce privește cel al lui Hall.

Este de remarcat faptul că reflexia dintr-un corp transparent plasat într-un câmp magnetic poate fi dedusă din ecuațiile precedente punând a = 0, deoarece acest lucru face ca indicele de refracție să fie real. În acest caz vedem, prin ecuația (12), că partea reală a lui A/B dispare, astfel încât lumina reflectată este polarizată eliptic, cu axa majoră a elipsei în planul de incidență; orice rotație mică a analizorului ar crește prin urmare în acest caz luminozitatea câmpului.

414.] Continuăm acum să luăm în considerare cazul reflectării dintr-o oglindă magnetizată normal. Ne vom limita la cazul incidenței normale.

Dacă lumina incidentă este polarizată plană, putem (folosind notația de la Art. 409) să punem Bo = 0; avem de asemenea l = 0, !1 = m1, !2 = m2, iar din moment ce oglinda este magnetizată normal, a0 = 0, b0 = 0. Făcând aceste substituții, ecuațiile (6), (7), (8); și (9) al art. 410 devin, punând μ' = 1,

Ao + A = Ai + A2, B = ~l(A1 ~ A2);

A2

m2

(13)

(14)

(15)

(16)

Ai Ao - A = ml------+

\m1

m D   L(m1 A1 - m2A2), k

KpB = K'/,p +4π/σ   + ¥ ' m 1 A1 +

unde K este capacitatea inductivă specifică a aerului. Ultima ecuație prin (5) se reduce la

m   (A1A2 A

K Lp \m1m2)

sau de când

Kp2 = m2,

B =

bm

(17)

Rezolvând aceste ecuații găsim

B   bm(m1 — m2)

A   m1 m2 — m2

Acum m1 — m2 este mic și, prin urmare, dacă neglijăm pătratele cantităților mici, la numitorul expresiei pentru B/A, putem pune M fie pentru m1, fie pentru m2, unde M este valoarea acestor mărimi atunci când câmpul magnetic dispare.

Avem prin ecuația (5)

bk

—ρ2μ' K ' + 4πμ' bp/σ + mi = — (K 'bp + 4ff/a)m1c0,

bk

—ρ2μ'K ' + 4πμ' bp/σ + m2 = — — (K 'bp + 4%^)m^C0;

4π

prin urmare

bk

m1 — m2 = — (K ' bp + 4π/σ)Mo0

4π

aproximativ.

Deoarece intensitatea electromotoare transversală este proporțională cu curentul de polarizare pe care îl avem

k

unde k' este o mărime reală. pentru m1 — m2 , obținem

K 'vp/4n   '

K'bp/4^ + 1/σ '

Înlocuind această valoare a lui k în expresie

mi

pK 'k'Mco

-     = =--------;

dar M = Reíam, astfel încât

B   bpK' k' Reia c0

A   4ff(R2e2¿" — 1) '

sau, deoarece modulul lui R2e2ia este mare în comparație cu unitatea, B
bpK' k'e~ia

A 4kR 0

pK'k'   / ·,X

= ——— c0 (sin a + b cos a)

4 și urm.R

aproximativ.

Prin urmare, dacă forța magnetică în unda reflectată, care este polarizată în același plan cu unda incidentă, este reprezentată de

$\cos(pt + mz)$,

forta magnetica in unda reflectata polarizata in plan in unghi drept fata de acesta va fi reprezentata de

pK 'k' -   pK 'k'

Astfel, în expresia pentru lumina polarizată în acest plan un termen reprezintă o componentă în aceeași fază cu constituentul din planul original, în timp ce faza componentei reprezentate de celălalt termen diferă de aceasta prin un sfert de lungime de undă. Lumina reflectată rezultată va fi astfel ușor polarizată eliptic. Ca și în art. Cu toate acestea, putem arăta că câmpul poate fi întunecat prin răsucirea analizorului printr-un unghi mic față de poziția în care a stins complet lumina atunci când oglinda nu a fost magnetizată. Unghiul pentru care întunecarea este cât mai mare posibil este egal cu termenul real din expresia pentru B/A,

adică să

pK 'k'

4kR

c0 sin a.

Astfel, deși lumina reflectată nu poate fi stinsă complet prin rotirea analizorului, intensitatea acesteia poate fi redusă foarte considerabil; aceasta este de acord cu rezultatele experimentelor lui Righi, vezi art. 403.

Putem deduce din acest caz acela al reflexiei dintr-o substanță transparentă punând $a = 0$, deoarece această presupunere face ca indicele de refracție să fie complet real; în acest caz, lumina reflectată este polarizată eliptic, dar pe măsură ce axele elipsei se află în și respectiv în unghi drept față de planul polarizării originale, orice mică rotație a analizorului va crește luminozitatea câmpului.

Putem rezolva prin mijloace similare cazul reflexiei oblice dintr-o oglinda magnetizata normal; rezultatele sunt în acord cu experimentele lui Kerr; lipsa de spațiu ne obligă totuși să trecem la aplicarea acelorași principii în cazul în care lumina, ca în experimentele lui Kundt Art. 406, trece prin pelicule metalice subțiri plasate într-un câmp magnetic.

Despre Efectul produs de o placă subțire magnetizată asupra Luminii care trece prin ea.

415.] Vom presupune că placa este mărginită de planele z = 0, z = —h, lumina incidentă căzând normal pe planul z = 0. Câmpul magnetic extern se presupune a fi paralel cu axa lui z.

Fie ca lumina incidentă să fie polarizată plană, forța magnetică din ea fiind paralelă cu axa lui x. Lumina reflectată va fi formată din două porțiuni, una polarizată în același plan cu lumina incidentă, cealaltă polarizată în plan în unghi drept față de acesta: forța magnetică din ultima parte a luminii va fi așadar paralelă cu axa luminii. y.

Dacă a, β sunt componentele forței magnetice paralele cu axele lui x și respectiv y, atunci în regiunea pentru care z este pozitiv avem a = Aoe¿(mz+pt) + AeL(~mz+pt},

β = Be¿(_mz+pt) ,

unde Ao6¿(mz+pt) reprezintă forța magnetică în unda incidentă și A și B sunt constante.

În farfuria pe care o avem

a = A^fi(m1z+pt) + A^ ff-m-1-Z+pt) | A^£i(m2z+pt) | £i(-m2z+pt)

și, prin urmare, ca și în art. 409, ca l = 0,

β = -¿Aie¿(miz+pt) - ¿Ai6¿(_miz+pt) + ¿A2ei(m2z+pt) + ¿A'2e¿(-m2z+pt),

unde m1, m2 sunt rădăcinile ecuației (5) și Ai, A'1, A2, A'2 sunt constante. După ce lumina a trecut prin placă, componentele forței magnetice vor fi date prin ecuații ale formei

a = C£Í(mz+pt),

β = Deí(mz+pt) :

Cele patru condiții la limită la suprafața z = 0 dau, dacă μ' = 1,

Ao | A = Ai | A'i | A2 | A'2 л л (AiAi

Ao — A = m------------

\m1   m1

2,

+ A2 -m.2

B = —¿(Ai + Ai — A 2 — A'2),

A2

m2,

B   (Ai Ai A2.

B = ¿m-------------1--

\m1 m1 m2

(18)

(19)

; m Ì '

415.]

Condițiile la limită când z = —h dau, scriind θ și φ pentru —um^h, respectiv —Lm2h,

Ce~imh

Ce~imh

A1ee + A'1e~e + A2ef + A'2e~f,

A'1e~ɵ   A2eɸ

m1   m2

De-ímh = _ь(Aieɵ + A'1£~ɵ - A2Cɸ - A'2e~ɸ),

De~ímh = Lm

Aiso

m1

A1b~ɵ

m1

A2bf

m2

+

(20)

(21)

Din ecuațiile (19), (20) și (21) avem

Aicɵ (1 - —) + A1c-ɵ (1 + —) + A2Cɸ(1 m1   m1

Aicɵ (1 + —) + A   (1 - —) - A2Cɸ (1 +

m1   m1

Ai (1 +--) + Ai (1---) — A2 (1 +--) — A2 (1---) = 0,

m1   m1m2m2

m1

m1

obține

- —) + A2г-ϕ(1 + m2   2

—) - A2e-ϕ(1 -m2

m2

m2

Rezolvarea acestor ecuații poate fi exprimată sub forma

Л   Aie6
.0 m λ к m2J   22; /m λ, fm \/m λл /m λ m 1 + - eA 1 + —1+ 2eM 1— mi m2m2mi m2mi m2
-A'1e-e
, f   m λ eH 1 k m2J22 /m2 λ/m λ/m2 λ/m λ m 1   eA 1 + 1 + + 2e-M 1 + mi m2m2mi m2mim2
A2e^
i Λ   m λ kmi)/m2 λ/m λ/m2 λ/m λ m 1 + - eA 1 + 1+ 2eM 1 mim2mimim2m2
mi
-A2e-φ
i Λ   m λ кmi)22 /m2 λ/m λ/m2 λ/m λ m 1   eA 1 + 1 + + 2e-M 1 + mim2mimim2m2 mi

Acum, prin ecuațiile (20) și (21) avem

D _   ¿(Aieɵ + A/ie_ɵ - A2eϕ - A'2e~ϕ)

C = Ai eɵ + A/ie~ɵ + A2eϕ + A'2e~ϕ

Înlocuind rapoartele lui A1, A'1, A2, A'2 tocmai găsite, obținem

D

C

(1 /   m2 \. d1 / m2 \ . ,,.2m . ..Dch

A 1+ 2 (eө - i)---------1+-----2 W -   ) +-----(A +- A - 2)

[m2\ m2 /mi \ m2/mim2

2 \   1 /m2 \

V) (eө - e-ө) + — (1 - m) (e^ - e~Φ) ■1/ mi \m2/

Observăm că numărătorul dispare când m2 = m2, caz în care θ = φ: conține deci factorul m2 — m2; prin urmare, dacă neglijăm pătratele și puterile mai mari ale lui (mi — m2), putem pune la numitor m2 = m2 = M și φ = θ.

Dacă grosimea filmului este atât de mică încât θ și φ sunt cantități mici, atunci neglijând puteri de h mai mari decât a doua, găsim

D = 1 Щ.2 - m2   t

Înlocuind valoarea lui m2 — mi din ecuația (5) și punând M = Reiam, vedem că

D   pK'k'c0 (l — mh)

C   4πe

~R2

Deoarece R2 este mare pentru metale, putem pune, ca primă aproximare

D   pK 'k'co

c ■(l - mh)

Unghiul prin care planul de polarizare este răsucit este egal cu partea reală a lui D/C și, prin urmare, este egal cu

—pK 'k' c0mh/4π;

—2ia

este astfel la ordinea noastră de aproximare independentă de opacitatea plăcii. Vedem din art. 414 că atunci când lumina incide în mod normal pe o oglindă magnetizată, rotația planului de polarizare al luminii reflectate este proporțională cu sina a, și astfel depinde în primul rând de opacitatea oglinzii, dispărând atunci când oglinda este transparentă.

Partea imaginară a D/C rămâne finită, deși h este făcută nelimitat de mică, prin urmare deducem că lumina transmisă este polarizată eliptic,

și că raportul dintre axele elipsei este aproximativ independent de grosimea plăcii.

Să luăm acum în considerare lumina reflectată de pe placă. Avem prin ecuațiile (18) și (19)

B

2A

__________________¿(A1 + A'i - Á2 - A2)_______________

л A   m\Am\. Am\Am\'

Ai I 1---) + Ai I 1 +) + AA 1-------) + A2 I 1 +-)

\   m1)\m1)\m2]\m2)

Înlocuind valorile lui A1, Ai, A2, A2 date anterior, găsim, neglijând pătratele și puterile mai mari ale m1 – m2,

B

2A

L

r " .   '2m / 1 + m\ + (e-(ѳ+ɸ')

(   ) m mA ' v

/ m 2 \ 2

2(1 - w)2 -(e2ѳ+e~2ѳ)}

Dacă placa este atât de subțire încât θ și φ sunt mici, avem aproximativ

B

A

m   m2

(m1 - m2 MA M2 +

= (m1 - m¡¡)

M 2h

2m

M 3h[1

2

2(m1 – m2)m

M 3h

deoarece m/M este mic pentru metale.

Înlocuind valoarea lui m1 – m2 din ecuația (5) obținem, punând

M = ReLam, BpK 'k'cç,1 A2π mR2e2iah '

rotația planului de polarizare este egală cu partea reală a lui B/A,

şi deci la K'k'c0 p cos 2n

2π   mhR2

Deoarece aceasta este proporțională cu 1/h, vedem că rotația crește pe măsură ce grosimea plăcii scade. Explicația acestui lucru este că, în timp ce intensitățile celor două componente reflectau lumina, adică. componenta polarizată în același plan cu unda incidentă și componenta polarizată în plan în unghi drept față de aceasta, ambele se diminuează pe măsură ce grosimea plăcii scade; prima componentă se diminuează mult mai rapid decât a doua; astfel raportul dintre a doua componentă la prima și deci unghiul de rotație al planului de polarizare crește pe măsură ce grosimea plăcii se micșorează.

416.] Efectul unui câmp magnetic în producerea de rotație a planului de polarizare pare astfel să ofere dovezi puternice ale existenței unei intensități electromotoare transversale într-un conductor plasat într-un câmp magnetic, această intensitate fiind destul de diferită de cea descoperită de Hall. , în măsura în care primul este proporțional cu rata de variație a intensității electromotoare, în timp ce efectul Hall este proporțional cu intensitatea electromotoare însăși. Ne vom strădui acum să facem o estimare a mărimii acestei intensități transversale revelate nouă de fenomenele optice.

Kundt (Wied. Ann. 23, p. 238, 1884) a descoperit din experimentele sale că dacă φ, rotația planului de polarizare produsă de trecerea luminii cu lungimea de undă A printr-o placă magnetizată de grosimea h, este dată de o ecuație a formei

φ = KAh (n „n0),

atunci φ = 1°.48' când

A = 5,8 x 10“5, iar h = 5,5 x 10“6, deci   n – n' = .1.

Dar am văzut că rotația în acest caz este egală cu

pK'k'c0 Kh

2k a ;

prin urmare, comparând acest lucru cu rezultatul lui Kundt, găsim

pK 'k'c0

2k'

dar dacă A = 5,8 x 10“5, p 2k x 3 x 1010 x 105/5,8 = 3,2 x 1015.

Înlocuind aceste valori, găsim

K'k' 17

— co = 3,1 x 10-17.

2k

Acum, dacă f este polarizarea electrică paralelă cu x, intensitatea electromotoare transversală este egală cu

k'cof = k'cpcof

dt

K 0

= k0—bpc0X,

4π

unde X este intensitatea electromotoare paralelă cu x. Prin urmare, k'K0pc0/4π este raportul dintre mărimea intensității transversale și cea care produce curentul; acest raport este pentru fier deci egal cu

1,6 x 10_17p

pentru suporturi magnetice ale puterii folosite de Kundt. Factorul care înmulțește p este atât de mic încât să facă probabil ca efectele acestei forțe transversale să fie insensibile, cu excepția cazului în care intensitatea electromotoare se schimbă cu o rapiditate comparabilă cu rata de schimbare a undelor luminoase, cu alte cuvinte, că este doar în fenomene optice că această intensitate electromotoare transversală produce orice efect măsurabil.

CAPITOLUL VI.

DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI.

417.] Problemele referitoare la curenții alternativi au devenit în ultimii ani de o importanță mult mai mare decât erau la momentul publicării Tratatului lui Maxwell; acest lucru se datorează utilizării pe scară largă a unor astfel de curenți pentru iluminatul electric și rolului important pe care curenții oscilatori mult mai rapid produși de descărcarea borcanelor Leyden îl joacă acum în cercetările electrice. Prin urmare, este de dorit să se ia în considerare mai pe deplin decât se face în Electricitate și Magnetism aplicarea principiilor lui Maxwell la astfel de curenți. În acest sens, vom urma metodele folosite de Lord Rayleigh în lucrările sale despre „Reacția asupra punctului de conducere a unui sistem care execută oscilații armonice forțate de diverse perioade, cu aplicații la electricitate”, Phil. Mag. [5], 21, p. 369, 1886, și despre „Sensibilitatea metodei podului în aplicarea sa la curenții electrici periodici”, Proc. Roy. Soc. 49, p. 203, 1891.

418.] Când curenții sunt stați, distribuția lor între o rețea de conductori este determinată de condiția ca rata de producere a căldurii să fie minimă, vezi Maxwell's Electricity and Magnetism, voi. ip 408. Astfel, dacă F este Funcția de disipare (Electricitate și Magnetism, vol. ip 408), xi, x2, x3... curenții care circulă prin circuite, aceste variabile fiind alese astfel încât să fie suficiente dar nu mai mult decât suficient pentru a determina curenții care curg prin fiecare ramură a rețelei, apoi x 1, x2 etc. sunt determinate de ecuații

dF dF dF

deci = dÏ2 = dl·, = ... = :

Când, totuși, curenții sunt variabili, aceste ecuații nu mai sunt

Adevărat; avem în locul lor ecuațiile dF dV

d dT ..   „. θ

dt dx i dx i dx1 '

dx 1 dx1

unde T este Energia Cinetică datorată Inducției Sinelui și Mutuală a circuitelor, F ca mai înainte este Funcția de Disipare și V este Energia Potențială care decurge din sarcinile care pot fi în orice condensator din sistem.

Dacă curenții sunt periodici și proporționali cu eipt, ecuația anterioară poate fi scrisă ca

¿ dT dFdV _ θ

P dx 1   dx 1dx1

și astfel, când p crește independent, ecuația precedentă se aproximează

la

dT dx 1

avem la fel

dT _ dT dx2 dx3

Astfel, în acest caz, distribuția curenților este independentă de rezistențe și este determinată de condiția ca energia cinetică și nu funcția de disipare să fie minimă.

419.] Am luat deja în considerare câteva cazuri ale acestui efect. Astfel, atunci când un curent alternativ rapid călătorește de-a lungul unui fir, curenții zboară spre exteriorul firului, deoarece prin aceasta distanța medie dintre părțile curentului este maximă și energia cinetică, prin urmare, minimă. Din nou, atunci când doi curenți în direcții opuse curg prin două plăci paralele, curenții se adună pe suprafețele adiacente ale plăcilor, deoarece astfel, distanța medie dintre curenții opuși și, prin urmare, energia cinetică, este minimă.

Fig. 137.

420.] DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI.

514

Fig. 138.

Domnul GFC Searle a conceput un experiment care arată această tendință a curenților într-un mod foarte izbitor. AB, Fig. 123, este un tub epuizat prin care sunt trimiși curenții periodici produși de descărcarea unui borcan Leyden. Atunci când niciunul dintre firele care duc de la borcan la tub nu trece paralel cu acesta în vecinătatea sa, strălucirea produsă de curenți aduce tubul în mod uniform. Totuși, atunci când unul dintre cabluri este îndoit, ca în Fig. 137, astfel încât să treacă lângă tub în așa fel încât curentul prin cablu să fie în direcția opusă celui prin tub, strălucirea nu mai este în tub. dar se concentrează pe partea tubului lângă fir, ajungând astfel cât mai aproape de curentul în sens opus prin fir. Totuși, când firul este îndoit, ca în Fig. 138, astfel încât curentul prin cablu să fie în aceeași direcție cu cel prin tub, strălucirea se îndreaptă către partea din tub cea mai îndepărtată de fir.

C

D

Fig. 139.

420.] Vom continua acum să luăm în considerare distribuția curenților alternativi între diferitele sisteme de conductori. Primul caz pe care îl vom lua în considerare este distribuția unui curent alternativ între doi conductori ACB, ADB în paralel. Fie rezistența și autoinducția în

brațul ACB respectiv R, L, mărimile corespunzătoare din brațul ADB fiind notate cu S, N, iar M este coeficientul de inducție reciprocă între circuitele ACB, ADB. Vom presupune că rata de alternare a curentului nu este atât de rapidă încât să producă vreo variație apreciabilă a intensității curentului de la un capăt al ACB sau ADB.

la celălalt, cu alte cuvinte, că lungimea de undă corespunzătoare ratei de alternanță a curentului este mare în comparație cu lungimea ACB sau ADB; cazul în care această lungime de undă este comparabilă cu lungimea circuitului este considerat separat la art. 298. Fie notat cu x curentul care curge de-a lungul OA și iese de-a lungul BP; vom presupune că x variază ca eLpt. Fie curentul din ACB y, cel din ADB va fi x – y. Atunci T, Energia Cinetică în ramura AC DB a circuitului, este exprimată prin ecuație

$$T = 1 \{Ly^2 + 2M(x - y)y + N(x - y)^2\}\cdot$$

Funcția de disipare F este dată de

$$F = 1 \{Ry^2 + S(x - y)^2\},$$

și avem

d dT dF o dt dy dy '

sau

$$+ (R + S)y - (N - M)- Sx = 0\cdot \ dt$$

$$(L + N - 2M)$$

dt

Fie x = eLpt, atunci din această ecuație avem

$$. \quad (N-M)<p + S$$

$$y \ (L + N-2M)ip + (R + S) \quad ;$$

sau, luând partea reală a acesteia, corespunzătoare cosptului curent de-a lungul OA, găsim

$$y =$$

$$\{S(R + S) + (L + N - 2M)(N - M)p^2\} \cos pt - p\{R(N - M) - S(L - M)\} \sin pt$$

$$(L + N - 2M)^2p^2 + (R + S)^2 \quad ' \ (\ )$$

$$x - y =$$

$$\{R(S + R) + (L + N - 2M)(L - M)p^2\} \cos pt + p\{R(N - M) - S(L - M)\} \sin pt$$

(L + N - 2M)2p2 + (R + S)2 : ( )

Aceste expresii pot fi scrise în forme

. f   S2 + (N - M)2p20 2,, л .,

У = t(L + N - 2M)2p2 + (R + S)2J cos(pt + 6) = A cos(pt +   spune;

.   . fR2 + (L-M)2p2A2z,. nz

У |(L + N - 2M)2p2 + (R + S)2J cos(pt + F) B cos(pt + F);

unde _p{R(N-M)-S(L-M)} tan6 = S(R + S) + (L + N-2M)(N-M)p2;
și   p{R(N - M) - S(L - M)} tan 6 = R(R + S) + (L + N - 2M)(L - M)p2:

Curenții maximi prin ACB, ADB sunt proporționali cu A și B și vedem din ecuațiile precedente că

A   _B

{S2 + (N - M)2p2}1 = {R2 + (L - M)2p2}1 :

Când p este foarte mare, această ecuație devine

A _ B N- M = L-M'

astfel încât în acest caz distribuția curenților este guvernată în întregime de inducția în circuite și deloc de rezistențele acestora. Referindu-ne la ecuațiile (1) și (2) vedem că atunci când p este inhnit

N - M

У = V---r;----, , cos pt;   (3)

y L + N -2M   v !

L - M

X — y = --—------— cos pct. (4)

y   L + N -2Mv !

O inspecție a acestor ecuații duce la rezultatul interesant că atunci când alternanțele sunt foarte rapide, curentul maxim în una sau ambele ramuri poate fi mai mare decât cel din conductori. Luați în considerare cazul în care cele două circuite ACB, ADB sunt înfășurate strâns. Să presupunem, de exemplu, că sunt părți ale unei bobine circulare și că există m spire în circuitul ACB și n spire în ADB, atunci dacă bobinele sunt apropiate, putem pune

L = Km2; M = Knm; N = Kn2;

unde K este o constantă.

Înlocuind aceste valori cu L, M, N în ecuațiile (3) și (4) obținem 2

n2 — nm   n/r4

y = ---------Γ- cos pt =-----cospt;   (5)

(n — m)2   n — m

2

m — nm m

X — y = ---------— =---------cos pct. (6)

(n — m)2   n — m

Astfel, curenții sunt de semne opuse în cele două bobine, curentul în bobina cu cel mai mic număr de spire este în același sens.

ca curentul din cabluri. Când n — m este foarte mic ambii curenți devin mari, fiind acum mult mai mari decât curentul din conductorii a căror valoare maximă a fost luată ca unitate; astfel introducând un curent alternativ de intensitate mică într-un circuit divizat, putem produce în brațele acestui circuit curenți de intensitate mult mai mare. Motivul acestui lucru devine clar atunci când luăm în considerare energia din buclă, când rata de alternanță este extrem de rapidă. Efectele inerției sistemului devin importante, iar distribuția curenților este cea care ar rezulta dacă am lua în considerare doar Energia Cinetică a sistemului. În acest caz, în conformitate cu principiile dinamice, soluția actuală este aceea care face ca energia cinetică să fie cât mai mică posibil, în concordanță cu condiția ca suma algebrică a curenților în ACB, ADB să fie egală cu x.

Astfel, deoarece energia cinetică trebuie să fie cât mai mică posibil, iar această energie se află în câmpul din jurul buclei și proporțională în fiecare loc cu pătratul forței magnetice, curenții se vor distribui în fire astfel încât să se neutralizeze ca pe cât posibil efectul magnetic al celuilalt. Astfel, dacă firele sunt înfăşurate aproape unul de altul, curenţii vor curge în direcţii opuse, ramura care are cel mai mic număr de spire având cel mai mare curent, astfel încât să fie în condiţii egale în ceea ce priveşte forţa magnetică cu ramura cu numărul mai mare. de viraje. De fapt vedem din ecuațiile (5) și (6) că curentul din fiecare ramură este invers proporțional cu numărul de spire. Dacă cele două ramuri sunt exact egale din toate punctele de vedere, curentul în fiecare va fi în aceeași direcție, dar această distribuție va fi instabilă, cea mai mică diferență a coeficienților de inducție din cele două ramuri fiind suficientă pentru a face curentul în ramura de cel mai mic flux de inductanță în direcția celui din cabluri, iar curentul în cealaltă ramură în direcția opusă, intensitatea în fiecare ramură în același timp crescând în mare măsură.

Când curenții sunt distribuiți în conformitate cu ecuațiile (3) și (4), energia cinetică din buclă este

1

2

LN - M2

L + N - 2M

2   2.

p cos pt.

Observăm că (LN – M2)/ (L + N – 2M) este întotdeauna mai mic decât L sau N.

L + N – 2M este întotdeauna pozitiv, deoarece este proporțional cu energia cinetică din buclă atunci când curenții sunt egali și opuși.

421.] DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI.

518

Din ecuațiile (1) și (2) vedem că atunci când

R(N - M) = S(L - M),

S

R + S

y =

cos pt,

x - y =

R

R+S C0S Pt:

Astfel încât în acest caz distribuția curenților alternativi de orice frecvență este aceeași ca atunci când curenții sunt constante.

421.] Vom considera acum auto-inducția și rezistența celor două fire în paralel. Fie Lo și r, respectiv, auto-inducția și rezistența conductorilor și să presupunem că nu există o inducție reciprocă între derivații și ramurile ACB, ADB.

Atunci noi avem

dx   d?/

(Lo + N) — - (N - M) d- + (r + S)x - Sy dt   dt

= forța electromotoare externă tinde să crească x.

Inlocuind in aceasta expresie valoarea lui y in termeni de x obtinuta anterior la art. 420, avem hnd

■·■■■n > ' -

_____(N - M)'P + S2____x + (r + S)x

(L + N - 2M)ip + R + S + (+)

= forța electromotoare externă tinde să crească x.

Reținând că tpx = dx/dt, vedem că partea stângă a acestei ecuații poate fi scrisă

Í   NR2 + LS2 + 2MRS + p2(LN - M2)(L + N - 2M) Ì dx

t 0 +   (R + S)2 + p2(L + N - 2M)2J ~dt

f   RS (R + S)+ p2R(N-M)2 + S (L-M)2́I.

1 '   (R + S)2 + p2(L + N - 2M)2Í .

Din forma acestei ecuații vedem că autoinducția celor două fire în paralel este

NR2 + LS2 + 2MRS + p2 (LN - M2)(L + N - 2M)

(R + S)2 + p2(L + N-2M)2   ;

care poate fi scris ca

NR2 + LS2 + 2MRS

(R + S)2

p2(L + N - 2M)

_ (R + S)2 + p2(L + N - 2M)2

{R(N - M) - S(L - M)}2.

Impedanța buclei este

RS(R + S) + p2{R(N - M)2 + S(L - M)2} (R + S)2 + p2(L + N - 2M)2   '

care este egal cu

RS   p2{R(N - M) - S(L - M)}2

$R + S + (R + S)\{(R + S)^2 + p^2(L + N - 2M)^2\}$:

Din expresia pentru autoinducția buclei vedem că aceasta este cea mai mare atunci când p = 0, când valoarea sa este

$NR^2 + 2MRS + LS^2 (R + S)^2$ '

si cel putin cand p este inhnit cand este egal cu

$LN - M^2 L + N - 2M$:

Dacă $R(N - M) = S(L - M)$,

autoinducția buclei este independentă de perioadă.

Din expresia pentru impedanța buclei vedem că aceasta este minimă atunci când p = 0 când valoarea sa este

RS

R + S și cel mai mare atunci când p este inhnit când este egal cu

$R(N - M)^2 + S(L - M)\backslash$

$(L+N-2M)^2$;

și dacă $R(N - M) = S(L - M)$,

impedanța este independentă de perioadă. Astfel în acest caz autoinducția și impedanța sunt nealterate, indiferent de frecvența curenților. În toate celelalte cazuri, auto-inducția scade și impedanța crește pe măsură ce frecvența curenților crește.

422.] Vom trece acum la investigarea cazului general când există un număr oarecare de fire în paralel. Fie xo curentul din cabluri, xi,rr2i...xn curenții din cele n fire în paralel; vom presupune, ca și înainte, că nu există inducție între aceste fire și cabluri. Fie arr autoinducția și rr rezistența firului prin care curentul este xr, ars coeficientul de inducție reciprocă dintre acest fir și firul prin care curentul este xs. Fie ao auto-inducția, ro rezistența conductorilor, Eo forța electromotoare în circuitul extern; vom presupune că aceasta variază ca eipt. Curentul prin cabluri și cei prin fire în paralel sunt conectați prin relație

$X o - (xi + x 2 + \cdot \cdot \cdot ¿n) = 0$;

vom nota aceasta prin

$\varphi = 0\cdot$

Atunci T fiind energia cinetică, F funcția de disipare și A un multiplicator arbitrar, ecuațiile care determină curenții sunt de forma

dF

d dT dF dφ dt dx s

dxs   dxs

= forța electromotoare externă tinde să crească xs·

Din aceste ecuații obținem

(aoL'p + ro)xo + A = Eo,   (7)

(aiiL'p + ri)xi + ai2bpx2 + · · · - A = 0,'

a12i,pxi + (a22i,p + r2}x2 + · · · - A = 0,1

(8)

ainbpxi + a2nip)X2 + · · · - A = 0· ?

Rezolvarea ecuațiilor (8) avem hnd

xi

x 2

Aii + Ai2 + · · · Ain Ai2 + A22 + · · · A2n

xn

A

Δ;

Unde

Ain

+ A2n + · · · Ann

Δ=   aipp + ri, ai2ip,ai2Lrp, · a22ip + r2, ···aVnPp ··a2nip
ainPp;a2nPP; ·· ·an,nJ-P + rn

(9)

și Apq reprezintă minorul lui Δ corespunzător constituentului apq bp.
Deoarece   x0 = xi + x2 + ... ;

avem din ecuațiile de mai sus

rèo λ

Aii + A22 + ... Ann + 2A12 + 2A13 + 2A23 + ... Δ Înlocuind această valoare a lui λ în ecuația (7) găsim

în Δ \

I aobp + ro + S) Xo = Eo;

(10)

unde S este scris pentru

A11 + A22 + ... Ann + 2A12 + 2A13 + 2A23 + ...

Autoinducția și impedanța conductorilor pot fi deduse din (10); expresiile pentru ele sunt totuși în general foarte complicate, dar ele iau forme relativ simple atunci când pb este fie foarte mare, fie foarte mic.

Când pb este foarte mare,

Δ = D , r1(A11 + A12 + ... A1n)2 + r2(A12 + A22 + ... A2n)2 + . . .

S p S' + S'2;

Unde

a11; a12; a1n

D _ a12; a22; a2n

a1n; a2n ; Ann

iar A'pq este minorul lui D corespunzător constituentului apq, în timp ce

S' = A11 + A22 + ... Ann + 2A12 + 2A13 + 2A23 + ...

Astfel, autoinducția firelor în paralel este în acest caz

D

S;

în timp ce impedanţa este

fr1(A11 + A12 + ... A1n)2 + r2(A12 + A22 + ... A2n)2 + . . .}/S'* I 2 * * S.

2a13 + \

Γ1Γз '''у 1

\2   + 111 ·

I   ----1-----+ · · · —

/   Γ1 Γ2 Γп

Când ¿p este foarte mic,

/ a11 . a22 .   . 2a12 .

Γ12   Γ22Γ1 Γ2

w = ¿P----------2-------------

S   Í 111

(----1----+ · · · —

\Γ1   Γ2Γп

Astfel încât în acest caz autoinducția firelor în paralel este

U11   U222U122U13

2   2 + · · · + - + --- + · · ·

Γ12   Γ22Γ1 Γ2Γ1 Γ3

f 1   11\2

(----1---+ · · · —)

\Γ1   Γ2Γп/

iar rezistenta este

1

Ί   1T ·

—i------+ · · · —

Γ1 Γ2   Γп

Când nu există inducție între firele în paralel, a12, a13, a23 etc. toate dispar; prin urmare, când ¿p este infinit, auto-inducția este

1

1   1 eu '

------1---1 · · · — a11

a22

Ann

si impedanta

+ ~2r + ···

Γ1

a11______________

(1   1\2

\a11 a22   /

423.] Vom considera acum cazul oricărui număr de circuite; investigația se va aplica dacă circuitele sunt dispuse astfel încât să formeze circuite separate sau dacă unele sau toate sunt conectate metalic astfel încât să formeze o rețea de conductori.

Fie x X2, · · ·χη variabilele necesare pentru a fixa distribuția curenților prin circuite; fie T, Energia Cinetică datorată acestor curenți, să fie exprimată prin ecuație

T = 1 {Йц χ1 + Й22ж2 + · · · + 2^12X1X2 + · · ·};

în timp ce funcţia de disipare F este dată de

F = 1 {rna_1 + r22x2 + · · · + 2^12X1X2 + · · ·}·

Să presupunem că nu există forțe exterioare de tipul x2, x3 etc. și că X1, forța externă de tip x1, este proporțională cu eipt.

Ecuațiile care dau curenții sunt

(an¿p + rii)x_i + (ai2¿p + Ύ Oh + ... = X,

(ai2ip + ri2)x_1 + (α-22ψ + Γ22)X2 + ... =0,

(aiзΦ + гiз)a_i + (aw + ' 23 Oh + ... = 0,

Din ultima (n — 1) dintre aceste ecuații avem

X 1   X2x3

B11   B12B13'

unde Bpq desemnează minorul determinantului

aubp + Γц, a12bp + Γ12,... a12bp + Γ12, a22bp + Γ22,...

(11)

corespunzător constituentului apq¿p + rpq; vom nota determinantul cu Δ.

Înlocuind valorile lui x2,x3,... în prima ecuație, avem (an¿p + Γ11)x 1 + -1-{(a12¿p + Γ12)B12 + (a^¿p + Γп)B13 + ... }x 1 = X1,

B11

care poate fi scris

Δx 1 = χ1. (12)

B11

Dacă Δ/B11 se scrie sub forma L¿p + R, unde L și R sunt mărimi reale, atunci L este auto-inducția efectivă a circuitului și R impedanța.

Prin ecuația (11) avem

±2 = X1.

B12

Dacă asupra celui de-al doilea circuit a acţionat o forţă electromotoare X2 de aceeaşi perioadă ca şi X1, atunci curentul x 1 indus în primul circuit ar fi dat de

—x 1 = X2.

B12

Comparând aceste rezultate, obținem teorema lui Lord Rayleigh, că atunci când o forță electromotoare periodică F acționează asupra unui circuit A, curentul indus într-un alt circuit B este același ca amplitudine și fază cu curentul indus în A atunci când o forță electromotoare este egală ca amplitudine și fază. la F acţionează asupra circuitului B.

Când sunt doar două circuite în reținut,

Δ   (ai2¿p + П2)2

—— = aiiLp + Γц-------------·-----;

B11   a^P + г 22

daca circuitele nu sunt in legatura metalica r12 = 0, si avem

Δ

bTi

P2a22a2i2 A a22P2 + Γ22 /

bp + Γ11 +

P2r22a2i2 a22P2 + Γ22 '

Astfel prezența celui de-al doilea circuit diminuează auto-inducția de

prima oră prin   P2a22a212 a22P2 + Γ22 '

în timp ce crește impedanța cu

P2Γ22 a212 a22P2 + Γ22 '

Aceste rezultate au fost date de Maxwell în lucrarea sa „A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field” (Phil. Trans. 155, p. 459, 1865). Din aceste expresii vedem că diminuarea autoinducției și creșterea impedanței cresc continuu pe măsură ce crește frecvența forței electromotoare.

424.] Lordul Rayleigh a arătat că acest rezultat este adevărat indiferent de numărul de circuite. Avem până la (12)

x 1 = X1.

B11

Acum, păstrând x 1 același, putem alege x2, x3 etc., astfel încât cele două expresii pătratice

a22x2 + a33x2 + ... 2a23x2%3 + ...,

Γ221:2 + Γ33I2 + . . . 2Γ23I2I3 + . ..·,

425.] DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI.

525

adică expresiile obținute punând xi = 0 în 2T și, respectiv, 2F, se reduc la sumele pătratelor lui x2, x3, etc.; când x2, x3 etc. sunt aleși în acest fel,

a23 = a24 = apq = 0;

când p nu este egal cu q și ambele sunt mai mari decât unitatea. În acest caz

Δ=   aii¿p + rn, ai2¿p + ri2, ai3¿p + ri3,ai2¿p + ri2, a22¿p + r22, 0,ai3¿p + ri3, · 0,· a33¿p + r33, ·· · ain¿p + rin ··0 ··0
a1n¿p + rin;0,0, ·· · ann¿p + rnn

= (an¿p + rii)(a22¿p + Γ22) · · · (anncp + rnn) x

Í 1________(ai2¿p + ri2)2______________(ai3¿p + rn)2

/   (aii ¿p + rn)(a22 ¿p + Γ22)(an¿p + rn)(a33¿p + Γ33)

_ (ain¿p + rin)2ì ■”(an¿p + rii)(ann¿p + rnn)/'

Bii = (a22¿p + r22)2 · · · (ann¿p + rnn)·

Prin urmare

Δ (ai2¿p + ri2)2(ai3¿p + Γiз)2

— = an¿p + rii-------------------------------------

Bii a22¿p + r22a33¿p + Γзз

(ain¿p + rin)2

Ann

¿p + rnn

fi í annr1n

aii + in

2ainr inrnn

r2 rnn

annp2(ain r

nn

zv» 2 (íi2 r)2 i ζν"·2 \

* nnxannp + 'nn)

annr in)

¿p

, P r2np/p2(ainrnn - annrin)2

+ Γii “2^ ~ + M

rnn

rnn(a2nnp2 + rn2n)

Coeficientul lui ¿p în prima linie este coeficientul de autoinducție al primului circuit, — vedem că este diminuat de orice creștere a p; a doua linie este impedanța și vedem că aceasta este crescută de orice creștere a p.

425.] Vom reveni acum la cazul general. Reducerea lui Δ/B11 la forma L¿p+R fără nicio limitare în ceea ce privește valoarea lui p ar duce de obicei la expresii foarte complicate; putem totuşi să obţinem fără dificultate valorile lui L şi R, (1) când p este foarte mare, (2) când este foarte mic.

Când Lp este foarte mare, vedem asta

L a11,D = ÃT1 '
a12· ·a1n
unde D=a12;a22· ·a2n ·· [6]
a1n;a12· ·ann

xn

A1n

(13)

iar A11 este minorul lui D corespunzător constituentului a11. Dacă Apq denotă minorul lui D corespunzător constituentului apq, atunci avem prin (11)

xi x 2

A11 A12

Înlocuind aceste valori ale lui x2, x3 etc. în termeni de x 1, în Funcția de disipare, găsim că

R = У {r11 A11 + r22A22 + · · · rnnA1_n + 2r12A11A12 + 2rpqA1pA1q + · · ·}í A11

am putea, desigur, să deducem această valoare direct din cea a lui Δ/B11. Când up este foarte mic, vedem punând ¿p = 0 în Δ/B11 că

R _ C = Rñ '
r11;Γ1̄2 · · ·Γ 1n
unde C=r12;Γ22· · ·r-2„ [6]

r1n; r 2n · · · rnn

şi R11 este minorul lui C corespunzător constituentului r11; dacă Rpq desemnează minorul lui C corespunzător constituentului rpq, atunci avem prin (11)

x 1 x 2xn

R11 R12R1n

Înlocuind aceste valori ale lui x 1, x2;x3, · · · în expresia pentru energia cinetică, vedem că

12 2

L {a11R11 + a22R12 + · · · 2apqR1pR1q + · · ·}·

R11

426.] Să presupunem că avem o serie de circuite dispuse astfel încât fiecare circuit să acționeze prin inducție numai asupra celor două alăturate; aceasta se exprimă prin

conditia ca a12 este hnit dar ca a1p dispare cand p > 2; din nou, «12, a23 sunt hnite, dar a2p dispare dacă p diferă de 2 cu mai mult decât unitate. Înlocuind aceste valori ale lui a1p; a2p; a3p ..., ne hnd cu ușurință

dAii

A12 — ~a12^------;

da22

A   d2A11

A13 — a12a23   i---;

da22 da33

d3A11

A14 — _a12a23 a34~i---j---;---;

da22 da33 da44

A1n — (_ 1)”” 1 a12a23a34 . . . an-1n.

Acum T, Energia Cinetică, este întotdeauna pozitivă, dar condiția pentru aceasta este (Maxwell's Electricity and Magnetism, vol. ip 111) că

D; Un;

dA11 d2A11

da22 da22 da33

ar trebui să fie toate pozitive; deci vedem dacă luăm a12; a23 ..., etc. toate pozitive, A11, A12, A13 vor fi alternativ plus și minus, dar când frecvența forței electromotoare este foarte mare, x 1;tc2;... sunt cu (13) respectiv proporțional cu A11;A12...; prin urmare, vedem că în acest caz, curenții adiacenți sună în direcții opuse: un rezultat dat de Lord Rayleigh. Un alt mod de a afirma acest rezultat este de a spune că direcția curenților este de așa natură încât toți termenii care implică produsul a doi curenți în expresia pentru energia cinetică a sistemului de curenți sunt negativi și, în această formă, o recunoaștem ca o consecinţă a principiului că distribuţia curenţilor trebuie să fie astfel încât să facă din Energia Cinetică un minim.

427.] Vom aplica acum aceste rezultate în cazul în care circuitele sunt o serie de m solenoizi circulari drepti coaxiali de lungime egală, care acționează inductiv unul asupra celuilalt, dar care nu sunt în conexiune metalică. Vom presupune că a este raza primului solenoid, b cea a celui de-al doilea, c cea a celui de-al treilea și așa mai departe, a, b, c fiind în ordine crescătoare de mărime; și că n1;n2;n3 ... sunt numărul de spire de sârmă pe unitate de lungime a primului, al doilea și al treilea circuit. Atunci, dacă l este lungimea solenoizilor,

avem

a11 — 4/2n2la2, a22 — 4/2n2 lb2,a33 — 4/2 n2lc2,
a12 — 4/2n1n2la2,   a23 — 4/2П2 П3Iь2,a34 — 4/2 n3n4lc2,
a13 — 4/2n1n3la2,   a24 — 4/2n2 n4lb2,

Prin urmare

a11; a12;a13

a12; a22;a23

a13; a23;a33

(л 2i\m 2 2 2   2 cl22\/ 2j22\

—   í Δ,^ττ I }mn η nn (h _______________ /7 i í______ h 11 π _____ i

—   (ht/L). . . a (ua)(си)(fff c) . . . ;

și

A11 —

dD pe 11

(λ 2í\m— 1 2 2 r2/ 2   t2w,j22\

—   (âir I] T) T) h (r _____________ h }(fi ____ I

—   (ht/IL)П2П3 . . . U (CU)(^ C) . . . .

Acum coeficientul de autoinducție al primului circuit pentru curent alternativ foarte rapid este

D

A11

Înlocuind expresiile precedente pentru D și A11 aflăm că autoinducția este egală

/   a2

4/21п2a2 (1 — —

(b2

Astfel, singurul dintre circuite care afectează auto-inducția primului este cel imediat adiacent acestuia. Putem vedea imediat motivul pentru asta dacă observăm asta

a12 _ a. |3   a.. 14

a22   a23a24

și prin urmare   A13 — A14 — A15 — ... — 0.

Acum, când rata de alternanță este foarte rapidă, x3ix4ix5..., curenții din circuitul al treilea, al patrulea și al cincilea etc. sunt prin ecuația (13) Art. 425 proporțional cu A13,A14,A15...; deci vedem că în acest caz

toți acești curenți dispar, cu alte cuvinte, cel de-al doilea solenoid formează un ecran electric perfect și oprește toată inducția de la solenoizii din afara acestuia.

428.] Să considerăm cazul a trei solenoizi fiecare de lungime l când frecvenţa nu este infinit de rapidă; vom presupune că bobina primară este în interior și are o rază a, număr de spire pe unitatea de lungime щ, rezistență r; alături de acesta se află secundarul, raza b, spire pe unitatea de lungime n2, rezistența s; iar în afara acestuia este terțiarul, raza c, spire pe unitatea de lungime n3, rezistența t. Întrucât circuitele nu sunt în legătură metalică r12 = r13 = r23 = 0. Dacă X1, forța electromotoare care acționează asupra primarului, este proporțională cu eipt, atunci avem prin ecuațiile (11) și (12)

2 пiпза sbp Xз   n1n2n2(4ff2l)2

X1

2

a2bp

a2bp ■■■■ ■

■   b ' >·. ■

■   b■2+ ■■■

2

un bp

2

un bp

b2bp

t

s

Din această expresie vedem că atâta timp cât raza și lungimea secundarului rămân aceleași, efectul produs de acesta asupra curentului din circuitul terțiar depinde de raportul s/n2, întrucât s și n2 intră doar în expresia pt. X3 ca constituenți ai factorului s/n2. Astfel, toate secundarele de raza b și lungimea l vor produce același efect dacă s/n22 rămâne constant.

Putem aplica acest rezultat pentru a compara rezistențele în felul următor: luăm două sisteme similare A și B formate fiecare din trei solenoizi coaxiali, primarii lui A și B fiind exact egali, la fel ca și cele două terțiare, în timp ce cele două secundare sunt de aceeași dimensiune, dar diferă în ceea ce privește materialele din care sunt fabricate. Să folosim A și B ca o balanță de inducție a lui Hughes, punând cele două primare în serie și conectând terțiarii astfel încât curenții generați în ele de primarele respective tind să circule în direcții opuse; atunci dacă, modificând dacă este necesar rezistența într-unul dintre secundare, facem să dispară curentul rezultat în terțiarele combinate, știm că s/n22 este același pentru A și B. Să presupunem că secundarul din B este un tub subțire de grosime τ și rezistență specifică σ, apoi considerând tubul ca un solenoid înfășurat cu fir de secțiune pătrată a împachetat aproape unul de altul, vedem că pentru tub

s = 2ffbln2 — = 2ffbln2 —. un τ

Acum s/n2 pentru tub este egal cu s/n2 pentru secundarul lui A, care poate fi un solenoid obișnuit. Avem astfel

s

—2 = 2xb/u/v.

n2

o relație prin care putem deduce σ.

Pentru ca această metodă să fie sensibilă, interpunerea secundarului ar trebui să producă un efect considerabil asupra curenților induși în terțiar. Dacă rezistența secundarului este mare, acest lucru nu se va întâmpla decât dacă frecvența forței electromotoare este foarte mare;

pentru metalele obișnuite este suficientă o frecvență de aproximativ o mie, dar aceasta ar fi inutilă dacă rezistența specifică a tubului ar fi comparabilă cu cea a electroliților.

Pe de altă parte, dacă frecvența este infinită, nu va exista nici un curent în terțiare, indiferent de rezistența secundarelor.

Podul lui Wheatstone cu autoinducție în brațe.

429.] Investigația anterioară poate fi aplicată pentru a găsi efectul autoinducției în brațele unui pod de piatră de grâu. Fie ABCO să reprezinte puntea, fie o forță electromotoare X proporțională cu eLpt să acționeze în brațul CB. Fie x curentul în CB, y că în BA, z că în AO, atunci curenții de-a lungul BO, AC, OC sunt, respectiv, x — y, y — z și x — y + z.

Fie autoinducția în CB , BA, AC, AO , BO , CO respectiv A, C, B, L, M, N, în timp ce rezistența

în aceste brațe sunt respectiv a, c, b, a, β, y. Presupunem, în plus, că nu există o inducție reciprocă între diferitele brațe ale Podului. Atunci energia cinetică T a sistemului de curenți este exprimată prin ecuație

$$2T = Ax^2 + Cy^2 + B (y - z)^2 + Lz^2 + M (x - y)^2 + N (x - y + z)^2.$$

Funcția de disipare F este dată de expresia

$$2F = ax^2 + cy^2 + b(y - z)^2 + az^2 + \beta (x - y)^2 + y (x - y + z)^2.$$

Fig. 140.

Comparând acest lucru cu notația noastră anterioară, trebuie să punem

«11 = A + M + N, «12 = — (M + N),
«22 = B + C + M + N, «13 = N,
«33 = B + L + N, «23 = —(N + B);
Γ11 = a + β + -, r12 = -(β + -),
Γ22 = b + c + β + -, r13 = -,
Γ33 = b + a + -, Γ23 = -(- + b).

Acum prin ecuațiile (11) și (12)

B13 z = lì3 X

unde B13 este minorul lui Δ corespunzător constituentului a13t,p + r13, adică

B13 = («12Φ + Γ12)(й23ϕ + Γ23) - («22Φ + ^22)(«13¿p + Π3).

Înlocuind valorile anterioare pentru « și r-uri, se obține B13 = —p2(MB - NC) + ¿p(Mb + Bβ - Nc - C-) + óβ - c-.

Acum, dacă z dispare, B13 trebuie să dispară; prin urmare, dacă Podul este echilibrat pentru toate valorile lui p trebuie să avem

MB - NC = 0,

Mb + Bβ - Nc - C- = 0,

bβ – c- = 0;

în timp ce dacă Puntea este echilibrată doar pentru o anumită valoare a lui p, avem bβ - c- = p2(MB - NC), p(Mb + Bβ - Nc - C-) = 0.

Când frecvența este foarte mare, cel mai important termen din expresia pentru B13 este –p2(MB – NC), astfel încât cea mai importantă condiție care trebuie îndeplinită atunci când Podul este echilibrat este

MB - NC = 0;

astfel, pentru frecvențe înalte, Bridge-ul testează mai degrabă auto-inducția decât rezistențele brațelor sale.

Combinație de auto-inducție și capacitate.

430.] Am presupus în investigaţiile precedente că circuitele erau închise şi lipsite de capacitate; rezultate foarte interesante, totuși, apar atunci când unele sau toate circuitele sunt tăiate și capetele lor libere sunt conectate la condensatoare de capacitate adecvată. Putem, prin ajustarea corectă a capacității introduse într-un circuit în raport cu frecvența forței electromotoare și auto-inducția circuitului, să facem ca circuitul să se comporte sub acțiunea unei forțe electromotoare de o frecvență dată ca și când nu ar poseda un sine aparent. -inducţie.

Explicația acestui lucru va fi, probabil, clară dacă luăm în considerare comportamentul unui sistem mecanic simplu sub acțiunea unei forțe periodice. Sistemul pe care îl vom lua este cel al mișcării rectilinie a unei mase atașate de un arc și rezistată de o forță de frecare proporțională cu viteza sa.

Să presupunem că o forță periodică externă X acționează asupra sistemului, atunci în orice moment X trebuie să fie în echilibru cu rezultanta (1) minus rata de schimbare a impulsului sistemului, (2) forța datorată compresiei sau extinderii. a arcului, (3) rezistența. Dacă frecvența lui X este foarte mare, atunci pentru un moment dat (1) va fi foarte mare, astfel încât, dacă nu este contrabalansată de (2), o forță hnită de frecvență inhnită ar produce un impuls infinit de mic. Să presupunem totuși că frecvența forței este aceeași cu cea a vibrațiilor libere ale sistemului când frecarea este zero. Atunci când masa vibrează cu această frecvență (1) și (2) se vor echilibra reciproc, astfel încât forța externă trebuie să echilibreze rezistența.

Sistemul se va comporta astfel ca unul fără masă sau rigiditate rezistentă de o forță de frecare.

În sistemul electric corespunzător, auto-inducția corespunde cu masa, inversul capacității la rigiditatea arcului și rezistența electrică la rezistența de frecare. Dacă acum alegem capacitatea astfel încât perioada vibrațiilor electrice, calculată din ipoteza că rezistența circuitului dispare, să fie aceeași cu cea a forței electromotoare exterioare, sistemul se va comporta ca și când nu ar avea nici autoinducție. nici capacitate ci doar rezistenta. Prin urmare, dacă L este auto-inducția unui circuit ale cărui capete sunt conectate la plăcile unui condensator a cărui capacitate în măsură electromagnetică este C, sistemul se va comporta ca și cum nu ar avea auto-inducție sub o forță electromotoare a cărei

431.] DISTRIBUȚIA CURENȚILOR RAPID ALTERNATI. 533 frecvența este ρ/Tπ dacă $LCp^2 = 1$.

Fig. 141.

431.] Vom considera acum cazul reprezentat în figură, în care avem două circuite în paralel, unul dintre circuite fiind tăiat și capetele lui legate de plăcile unui condensator. Fie Λ auto-inducția conductorilor, r rezistența acestora; L, N coeficienții de autoinducție ai ACB și respectiv circuitul condensator, M coeficientul de inducție reciprocă între aceste circuite. Fie R, S rezistențele ACB și respectiv circuitul condensatorului, C capacitatea condensatorului. Fie X curentul din cabluri, y cel din circuitul condensatorului, apoi cel din circuitul ACB va fi X — y. Fie X, forța electromotoare din conductori, proporțional cu eipt. Dacă nu există o inducție reciprocă între cabluri și fire în paralel, ecuațiile care dau X, y sunt

(Λ + L) — - (L — M) dd_ + (r + R)X — Ry = X.

Înlocuind valoarea lui y în termeni de X și amintindu-ne că d/dt = L'p, obținem

Λ + T + ξ{R2 - (L - m)2p2} - 2R(R + S)(L - M)

Λ 1 L +----------------.   /T. ...------------ (

p2e2 + (r+s)2

Γ }   I) I

p2e2 + (r+s)2   p"'

2   2X2

A_______' ' '____r -__________7 tx = X

p2e2 + (r+s)2   f ;

(14)

Unde

ξ =(L + N - 2M)-A-

Din forma acestei ecuații vedem că autoinducția celor două circuite în paralel este

ξ{R2 - (L - M)2p2} - 2R(R + S)(L - M)

p2e2 + (r+s)2

aceasta va dispărea dacă

LpT + ξ{R2 - (L - M)2p2}

+ (R + S){L(R + S) - 2R(L - M)} = 0. (15)

Dacă rădăcinile acestui pătratic sunt reale, atunci este posibil să alegeți C astfel încât auto-inducția buclei să dispară. Un caz special important este când S = 0, M = 0, când pătratica se reduce la

Lp2î2 + <(R2 - L2p2) - LR2 = 0;

astfel ξ = sau L;

Lp2

prima rădăcină dă

1 R2

- = (L + N)p2 + -,

al doilea

C = NP2;

această ultimă valoare a 1/C face x = y, astfel încât niciunul din curent nu trece prin ACB.

Când ξ satisface (15) auto-inducția buclei dispare. Dacă în acea ecuație înlocuim L + Λ și M + Λ cu M, valorile lui ξ care satisfac noua ecuație vor face să dispară autoinducția întregului circuit.

432.] În continuare vom lua în considerare cazul unei bobine de inducție sau transformator, al cărui primar este tăiat și capetele sale libere conectate la plăcile unui condensator a cărui capacitate este C. Fie L, N auto-inducția primarului. și respectiv secundar, M coeficientul de inducție reciprocă dintre cei doi, R rezistența primarului, S cea a secundarului, áb, y curenții din primar și respectiv secundar; atunci dacă X este forța electromotoare care acționează asupra primarului, avem

L + M dy

L —----+ IVI ——

dt dt

X

+ RX + - = X;

C

* r dx „ T dy

M t + N -A + Sy = 0. dt dt

Prin urmare, dacă X variază ca eipt, găsim

unde -M¿pX y = -pJ|i N - M2) + RS + ip(RN + 5ξ) ' ξ = L - CCp-2·

Amplitudinea lui y pentru o amplitudine dată a lui X este proporțională cu

XMp

{(RS - p2(ţN - M2))2 + (RN + S;)2p2} 2

Aceasta dispare când p = 0, deoarece în acest caz curentul din primar este constant; de asemenea, dispare în general atunci când p este infinit, deoarece în urma autoinducției primarului trece prin el doar un curent nedefinit în acest caz. Daca totusi

sau

<N = M2;

1 M2

Cp2 = _ N atunci amplitudinea curentului în secundar este finită când p este infinit și este egală cu

MNX

RN2 + SM2;

astfel, atunci când frecvența forței electromotoare este foarte mare, amplitudinea curentului în secundar poate fi crescută enorm prin tăierea circuitului primar și conectarea capetele acestuia la un condensator de capacitate adecvată.

432*.] Putem aplica o metodă similară cu cea a art. 424 pentru a determina efectul plasării unui sistem electric vibrator lângă un număr de alte astfel de sisteme.

Vom presupune că sistemele nu sunt în conexiune electrică și neglijăm rezistențele circuitelor. Fie T Cinetica, V Energia Potenţială a sistemului de curenţi; fie Xi curentul din primul circuit, iar X2.x3,..., curenții din celelalte circuite, să fie aleși astfel încât, atunci când xi este egal cu zero, expresiile pentru T și V se reduc la sumele pătratelor din X2, X3,...; x2,x3,... respectiv.

Fie T dat prin aceeași expresie ca la articolul 424, în timp ce

z 2   22 A

xi   x2x3

V =   —23 + ...k

2 I Ci   C2C3 I

Apoi ecuațiile tipului

d dT dV

dt dx dx

da, dacă toate variabilele

-aiip2 +

sunt proporționale cu <dpt,

—) xi — ai2p2x2 — ai3p2x3 — ... = 0 ci/

-ai2p2 xi +   -П22P2 +

-ai3p2 xi +   ~a33p2 +

1 \

—   X2 = 0

C2/

1 \

—   X3 = 0.

Prin urmare, înlocuind x2, x3 în termeni de xi obținem

-aiip +-

ci

ai22p4

1   2

-----a22p2 c2

,   ai32p4+

+ 1   2 +....

----a33p2

Să presupunem că perioada primului sistem este doar puțin modificată, astfel încât în partea dreaptă a acestei ecuații putem scrie pi pentru p, unde pi este valoarea lui p când primul vibrator este singur în câmp.

Fie p2,p3,... valorile lui p pentru celelalte vibratoare când primul este absent, apoi

1

c

1

c3

p22a22

p32a33:

Astfel, dacă dpi2 denotă creșterea pi2 datorită prezenței celorlalte vibratoare, avem

s   22

2   4ai2ai3

—aii dpi = pi < —-—2-----------+ ?—2------T' + ...

[a22(p22 - pi2) a33(p32 - pi2)

Astfel, vedem că dacă p2 este mai mare decât pi efectul apropierii circuitului a cărui perioadă este p2 este de a diminua pi , în timp ce dacă p2 este mai mic decât pi proximitatea acestui circuit crește pi. Observații similare se aplică și celorlalte circuite. Astfel, primul sistem, dacă perioada sa liberă este mai lentă decât cea a celui de-al doilea, este făcut să vibreze și mai încet de prezența celui din urmă; în timp ce dacă perioada sa liberă este mai rapidă decât cea a secundei prezenţa

 din acesta din urmă îl face să vibreze și mai repede. Cu alte cuvinte, efectul punerii a două vibratoare aproape împreună este de a face diferența dintre perioadele lor mai mare decât este atunci când vibratoarele sunt libere de influența celuilalt; cu cât perioada este mai rapidă, cu atât cea mai lentă este întârziată.

CAPITOLUL VII.

INTENSITATEA ELECTROMATIVĂ ÎN CORPURILE ÎN MIȘCARE.

433.] Ecuațiile (B) date la art. 598 din Maxwell’s Electricity and Magnetism, pentru componentele intensității electromotoare dintr-un corp în mișcare implică o mărime Ψ, a cărei semnificație fizică este de dorit să o luăm mai pe deplin. Investigația prin care sunt deduse ecuațiile în sine nu ne spune nimic despre Ψ; este introdus după terminarea investigației, astfel încât expresiile pentru intensitatea electromotoare să fie cât mai generale posibil să fie și totuși în concordanță cu Legea lui Faraday a inducției curenților într-un câmp magnetic variabil.

Fie u, v, w componentele vitezei mediului; a, b, c componentele inducției magnetice; F, G, H cele ale potenţialului vectorial; X, Y, Z cele ale intensității electromotoare.

În cursul investigației lui Maxwell a valorilor lui X, Y, Z datorate inducției, termenii

d   d

—— (Fu + Gv + Hw),   —— (Fu + Gv + Hw),

dx   dy

d

—— (Fu + Gv + Hw) dz

respectiv în expresiile finale pentru X , Y , Z sunt incluse sub termenii Ψ. Vom găsi mai clar să păstrăm acești termeni separați și să scriem expresiile pentru X , Y , Z ca

,   ,dFdTT .dó

X =   cv—bw--■---— (Fu+Gv+Hw)---—,

dt   dxdx

X.   dGd .TT .dó

Y =   aw —cu--■---— (Fu+Gv+Hw)---—, >

dt   dydy

!   dHdTT .dó

Z = bu — av--------— (Fu + Gv + Hw)-----—.

dt dz   dz

(1)

Pentru ca legea lui Faraday să fie valabilă, integrala de linie a intensității electromotoare luată în jurul oricărei curbe închise trebuie să fie independentă de φ, prin urmare φ trebuie să fie o funcție continuă.

Când nu există electricitate gratuită

dX   dYdZ _ Q

dx   dydz

Înlocuind valorile lui X, Y, Z tocmai date, găsim, folosind dF dG dH-Q dx dy dz '

F + GX2v + H r2w + 2

/ dF du   dG dvdH dw

dx dx   dy dydz dz

dH   dGdwdvdFdHdudw

dy   dzdydzdzdxdzdx

I /dG + ăF\ idv^ du\   χ2φ

\dx dy J \dx dy J

Dacă mediul se mișcă ca un corp rigid, atunci

U = p + !2Z - !3y,

v = q + !3x — Ц z,

w = r + !1y — !2x;

unde p, q, r sunt componentele vitezei originii și !1, !2, !3 rotațiile în jurul axelor lui x, y, respectiv z.

Înlocuind aceste valori, vedem că ori de câte ori sistemul se mișcă ca un corp rigid

Γ2ϕ = 0.

434.] Pentru a vedea semnificația lui φ vom lua cazul unei sfere solide care se rotește cu viteza unghiulară uniformă ! în jurul axei lui z într-un câmp magnetic uniform unde inducția magnetică este paralelă cu axa z și este egală cu c. Putem presupune că inducția magnetică este produsă de un solenoid cilindric mare cu axa lui z pentru axa sa; în acest caz,

F = – 21 cy, G = 2 cx, H = 0.

În sfera rotativă

U = –!y,   v = !x, w = 0.

Dacă sistemul este într-o stare de echilibru, dF/dt, dG/dt, dH/dt dispar toate. Astfel in sfera

X = C!X – | – {cw(x2 + y2)}

2 dx

Y = C!y

1 dr /2   2 i

■ dy' + y)}

d$ dx d$ dy' d$

dz '

Z =

aceste ecuaţii se reduc la

X=

Y=

Z=

άφ dx άφ dy;

d$ dz '

și avem, de asemenea, Γ2ϕ = 0.

În spațiul din afara sferei mediul nu se mișcă ca un corp rigid. Procesul prin care au fost obținute ecuațiile (1) nu ar putea fi susținut fără investigații suplimentare pentru a ne justifica aplicarea

lor în cazurile în care viteza este discontinuă, pentru că în investigație, a se vedea Maxwell, art. 598, se presupune că variațiile dx, dy, dz sunt continue și că acestea sunt proporționale cu componentele vitezei . Pentru a evita orice discontinuitate a vitezei la suprafața sferei, vom presupune că mediul în contact cu sfera se mișcă în aceeași viteză ca și sfera, dar că pe măsură ce ne retragem de la suprafața sferei, viteza scade în același timp. așa cum se întâmplă într-un fluid vâscos care înconjoară o sferă rotativă. Astfel vom presupune că sfera rotativă a cărei rază este a este înconjurată de o sferă fixă a cărei rază este b și că între sfere componentele vitezei sunt date de expresiile

u — _(a   d 1 iв,)v —(ad ! iDx)w, _0

U — — (A   — — +B y) ;v —(A— — +BX) ;w —0;

dy r dx r

unde r este distanța de la centrul sferei rotative.

Când r = b, u = 0, v = 0, deci

A "

- b3 + B = 0;

când r = a, u = —!y, v = ωχ, deci - a+B = !·
deci !a3b3 = b3 - a3 '
Înlocuind aceste valori ale lui u, v în ecuația (1), aflăm că atunci când
a < r < b, X = 1 cA(x2 I y2) d 1 _ 2dx r3dx' Y = 1 cA(x2 + y2) d 1 _ dt 2(+ y) dy r3 dy · Z = icA(x + y)îïï- z
prin urmare, deoarece dX ^dY +_ 0 dx dy dz'
avem Γ2ϕ = 0.
Din nou, când   r > b mediul este în repaus, aici avem dx ; Y_ dy; dt dz;
și Γ2φ = 0. Limita va depinde de upoi va lua în considerare mai întâi când sistemul dispare, altfel nu va fi constant. Astfel, la orice
condiții y îndeplinite de φ și coeficienții săi diferențiați n
dacă sfera este un conductor sau un izolator. cazul în care este un conductor izolat.În acest caz, este în stare staționară, curenții radiali din sferă trebuie să fie starea electrică a suprafeței sferei ar putea puncta pe suprafața sferei xX I yY I zZ = 0;

aceasta este echivalentă cu

fdz 0 dr '

unde φ1 este valoarea lui φ în interiorul sferei rotative; deci avem

φί́ = K;

unde K este o constantă.

Dacă φ_2, Φ_3 sunt valorile lui φ în regiunea dintre sfera fixă și în mișcare și, respectiv, în sfera fixă, atunci putem pune

în r2   a3 \

φ2 = L +   + NQ2 (_2----Γ) ;

r   y a2r J

PQ2

3   ;

unde L, M, N, P sunt constante, iar Q_2 este a doua armonică zonală cu z pentru axa sa.

Continuitatea lui φ dă

MM

K-L+-;   0 - L +-— ;

a   b

N (b5 — a5) P =   a2

Dacă K_1 este capacitatea inductivă specifică a mediului dintre cele două sfere, K_2 cea a mediului dincolo de sfera exterioară; atunci, întrucât polarizarea electrică normală trebuie să fie continuă când r = b, avem

Q   TDQ2IZ Z Λ (Q21)

3K2P b4 = \ cAb2

Rezolvând aceste ecuații găsim

cAKib2(b5

M   /2b

+b2 - NQ2 σ2

— a5)

Unde

3a3

V

p =

3K2(b5 — a5) + K1(2b5 + 3a5) ' cAKia2b2

3K2(b5 - a5) + Ki(2b5 + 3a5);

M — cA; L — —cA/b; K — cA(b — a)/ab

(2)

A = —!a3b3/(b3 — a3).

+

9

Densitatea de suprafață a electricității pe sfera în mișcare este

K1cA (K1(2b5 + 3a5 — 5a3b2) + 3K2(b5 — a5) ì

4ffa2 [3K2(b5 — a5) + K1(2b5 + 3a5)J 2

Formulele precedente sunt generale; vom analiza acum câteva cazuri particulare.

435.] Primul pe care îl vom lua în considerare este atunci când b — a = δ este mic în comparație cu b sau cu a. În acest caz avem aproximativ, când K2 nu este infinit,

P = — 1 cva5,

Astfel, în sfera fixă exterioară componentele intensității electromotoare sunt egale cu coeficienții diferențiali în raport cu x, y, z ai funcției

1   5 Î2

1 cva", .

3   г3

Astfel, intensitatea electromotoare radială apropiată de suprafața sferei rotative este

-cvaQ2,

în timp ce intensitatea tangenţială este

—cva sin θ cos θ.

Aceste rezultate arată că efectele produse de rotirea sferelor neîncărcate într-un câmp magnetic puternic ar trebui să fie destul de mari pentru a fi măsurabile. Astfel, dacă sfera se rotește atât de repede încât un punct de pe ecuatorul său se mișcă cu viteza 3 x 103, care este de aproximativ 100 de picioare pe secundă, și dacă c = 103, atunci intensitatea radială maximă este de aproximativ 1/33 de volt pe secundă. centimetru, iar intensitatea tangenţială maximă aproximativ 1/2 din aceasta: acestea sunt cantităţi destul de măsurabile, iar dacă ar fi necesar să se mărească efectul atât c cât şi ! ar putea fi considerabil mai mare decât valorile pe care le-am asumat.

Densitatea de suprafață a electricității pe sfera rotativă atunci când (b – a)/a este mică este

, K2cuaQ2.

4π

436.] Dacă sfera fixă exterioară este un conductor, intensitatea electromotoare trebuie să dispară atunci când r > b, deci P = 0, astfel încât N = 0, în timp ce M, L, K au

aceleași valori ca înainte. În acest caz, densitatea de suprafață a electricității pe suprafața sferei rotative este

>a-

iar când b – a este mic, acesta este egal cu

Ki   2n

-     ·■ a"·■'

Deoarece această expresie este proporțională cu 1/5, densitatea suprafeței poate fi mărită în orice măsură prin diminuarea distanței dintre suprafețele rotative și cele hxed.

În cazul general, când b – a nu este neapărat mic, densitatea de suprafață a electricității pe sfera rotativă este

Ki AQ

4%a2 C

densitatea suprafeţei pe sfera hxed este

- 4b CAQ2:

Potențialul electrostatic datorat acestei distribuții a electricității la distanța r de centrul sferei rotative este, când r > b,

-     CA (b2 - a2),

5   r3

în timp ce când r < a este

cai 1

5 yb3

1 \

a3/

r2Q2

Valorile lui φ în aceste regiuni sunt, respectiv, zero și, respectiv, o constantă. Prin urmare, acest exemplu este suficient pentru a ne arăta că φ nu este egal cu potențialul electrostatic din cauza electricității libere de pe suprafața conductorilor.

437.] Putem (deși nu pare să existe niciun avantaj câștigat prin aceasta) să considerăm φ ca fiind suma a două părți, dintre care una, ϕe, este potențialul electrostatic datorat distribuției de electricitate liberă pe suprafețele care separă. diferitele mass-media; celălalt, ϕт, fiind privit ca fiind în mod special datorat inducției electromagnetice.

Să luăm în considerare cazul unui corp care se mișcă în orice mod, atunci trebuie să avem, deoarece nu există distribuție de volum a energiei electrice,

V2ϕe = 0.

Dacă σ este densitatea de suprafață a electricității pe orice suprafață de separare într-un punct în care cosinusurile de direcție ale normalei trasate spre exterior sunt l, m, n, atunci dacă K este capacitatea inductivă specifică

4πσ = [K (lX + mY + nZ)] 1,

unde expresia din partea dreaptă a acestei ecuații denotă excesul valorii lui K(IX + mY + nZ) în mediul exterior față de valoarea sa în interior. Dar dacă ϕe este potențialul electrostatic, atunci

/1   IX Í Ì dGdfad<pe \

\ dx dydz J _| 1

Din aceste condiţii vedem din ecuaţiile (1) că

-J   .-.y- y-\,y., y.

v (ϕт + Fu + Gv + Hw) = ——(cv — bw) + — (aw — cu) + — (bu — av), dx
      dydz

T.,. d   dd, πττ } 2

K (l — + m— + n ——)(ϕт + Fu + Gv + Hw)

dx   dydz

dd

și

dx dy dz   _| i

= [K {l(cv — bw) + m(aw — cu) + n(bu — av)}]1.

Din aceste ecuații ϕт este determinat în mod unic, deoarece vedem că ϕт + Fu + Gv + Hw este potențialul datorat unei distribuții de electricitate a cărei densitate de volum este

1 C d   ddΊ

4W[dx(bw) + dy() + dz(;

împreună cu o distribuție a cărei densitate de suprafață este 12

— — _K {l(cv — bw) + m(aw — cu) + n(bu — av)} 1.

După ce am determinat astfel ϕт și deducând φ prin procesul exemplificat în exemplele precedente, putem determina ϕe.

438.] Întrebarea dacă ecuațiile (1) sunt adevărate sau nu atât pentru izolatorii în mișcare, cât și pentru conductorii în mișcare, u, v , w fiind componentele vitezei izolatorului, este una foarte importantă. Adevărul acestor ecuații pentru conductori a fost bine stabilit prin experiment, dar nu avem, din câte știu, nicio verificare experimentală a acestora pentru izolatori. Următoarele considerații sugerează, cred, că sunt necesare niște dovezi suplimentare înainte de a ne putea fi siguri de validitatea aplicării acestor ecuații la izolatori. Putem considera un stabil

câmp magnetic ca acela în care tuburile Faraday se mișcă după legi definite, tuburile pozitive mișcându-se într-o direcție, cele negative în opus, tuburile fiind dispuse astfel încât să treacă prin orice zonă tot atâtea tuburi pozitive câte negative. Când un conductor este

deplasat într-un astfel de câmp magnetic, acesta perturbă mișcarea tuburilor, astfel încât în unele părți ale câmpului tuburile pozitive nu mai echilibrează negativul și se produce o intensitate electromotoare în astfel de regiuni. A presupune adevărul ecuațiilor (1), indiferent de natura corpului în mișcare, înseamnă, din acest punct de vedere, a presupune că efectul asupra acestor tuburi este același indiferent dacă corpul în mișcare este un conductor sau un izolator al capacitate inductivă specifică mare sau mică. Acum este destul de imaginabil că, deși un conductor sau un dielectric cu o capacitate inductivă considerabilă, ar putea, atunci când este în mișcare, să producă o perturbare considerabilă a tuburilor Faraday din eterul din interiorul și din jurul lui, totuși mișcarea ar putea produce un efect mic sau deloc. a unei substanțe cu capacitate inductivă specifică mică, cum ar fi un gaz, și astfel ar putea fi de așteptat ca intensitatea electromotoare datorată mișcării unui conductor într-un câmp magnetic să fie mult mai mare decât cea datorată mișcării unui gaz care se mișcă cu aceeasi viteza.

439.] Ca una dintre cele mai evidente metode de a determina dacă ecuațiile (1) sunt adevărate sau nu pentru dielectrici este aceea de a investiga efectul rotirii unei sfere izolatoare într-un câmp magnetic: dăm soluția cazului similar cu cea discutată. în art. 434, cu excepția că sfera metalică rotativă a articolului respectiv se înlocuiește cu una izolatoare, capacitate inductivă specifică Ko, de aceeași rază. Folosind notația articolului respectiv, găsim cu ușurință că în acest caz

3K2   2b(3Ki + 2Ko)Ki - 6Ki(Ki - Ko)a5/b4

b4 + 2(Ki - Ko)a5 + (3K1 + 2Ko)b5

= cKiA

5a2bKI

2(Ki - Ko)a5 + (3Ki + 2Ko)b5

Când b — a este mic, acesta devine

2Ko   5

-----— c!a .

o

P = - 4

3 3K2 + 2K(

Astfel încât, în acest caz, componentele intensităților electromotoare din regiunea în repaus sunt egale cu coeficienții diferențiali în raport cu x, y, z ale

functia

1   2Koc!a5 Q

3 3K2 + 2Ko r3 Q2'

și astfel, prin art. 435, suportă la intensitățile produse de conductorul rotativ raportul de 2K0 la 3K2 + 2K0.

Astfel, dacă ecuațiile (1) sunt adevărate pentru izolatori, o sferă rotativă realizată dintr-un material izolator ar trebui să producă un câmp electric comparabil cu cel datorat unei sfere metalice rotative de aceeași dimensiune.

Cea mai mare dificultate în experimentarea cu sfera izolatoare ar fi că probabil s-ar electrifica prin frecare, dar dacă acest lucru nu va depăși complet efectul datorat rotației, ar trebui să putem face distincția între cele două efecte, deoarece cel de rotație este inversat atunci când sensul de rotație este inversat precum și atunci când câmpul magnetic este inversat.

În deducerea ecuațiilor (2) ale art. 434, am presupus că ecuațiile (1) au loc în mediul dintre suprafețele fixe și cele mobile, ecuațiile generale vor fi așadar adevărate numai în această ipoteză. În cazul special, însă, când stratul acestui mediu este subțire la nesfârșit, rezultatele vor fi aceleași indiferent dacă acest mediu este izolator sau conductor, astfel încât rezultatele în acest caz special nu ar arunca nicio lumină asupra ecuațiilor (1).) faceți sau nu țineți pentru un dielectric în mișcare.

Propagarea luminii printr-un dielectric în mișcare.

440.] Ne-am putea aștepta ca o oarecare lumină să fie aruncată asupra intensității electro-motoare dezvoltate într-un dielectric care se mișcă într-un câmp magnetic, luând în considerare efectul pe care l-ar avea mișcarea dielectricului asupra vitezei luminii care trece prin acesta. Prin urmare, vom investiga legile propagării luminii printr-un dielectric care se mișcă uniform cu componentele vitezei u, v, w.

În acest caz, din moment ce avem de-a face doar cu izolatori, toți curenții din câmp sunt curenți de polarizare din cauza modificărilor intensității polarizării. Când dielectricul este în mișcare, ne confruntăm cu o întrebare pe care nu a trebuit să o luăm în considerare anterior și anume dacă curentul echivalent trebuie luat ca fiind egal cu rata de variație în timp a polarizării într-un punct fixat în spațiu sau la un punct fixat în dielectric și care se mișcă odată cu acesta; adică dacă f este polarizarea dielectrică paralelă cu x, este

curentul paralel cu x

df

dt '

sau

df df df df dt+ · + vdy +·

În primul caz ar trebui să avem, dacă a, β, 7 sunt componentele forței magnetice,

X = d7

dt dy

dz,

(3)

in secunda,

4 (df , df , df , \ dt dx dy

df λ d7 dβ dz) dy dz

(4)

Acest punct pare unul care poate fi rezolvat doar prin experiment. Pare de dorit însă să privim întrebarea din cât mai multe puncte de vedere; ecuația care leagă curentul cu forța magnetică este expresia faptului că integrala de linie a forței magnetice în jurul oricărei curbe închise este egală cu de 4 ori rata de creștere a numărului de tuburi Faraday care trec prin curbă. Am văzut în capitolul I că acest lucru echivalează cu a spune că un tub Faraday, atunci când este în mișcare, dă naștere unei forțe magnetice în unghi drept față de sine și cu direcția în care se mișcă și proporțional cu viteza sa în unghi drept față de sine. .

Atunci când mediul se mișcă, se pune întrebarea dacă această viteză cu care forța magnetică este proporțională este viteza tubului relativ (1) la un punct fix din regiunea în cauză sau (2) în raport cu dielectricul în mișcare, sau (3) relativ la eterul din această regiune. Dacă prima presupunere este adevărată avem ecuația (3), dacă a doua ecuație (4), dacă a treia o ecuație similară cu (4) cu componentele vitezei eterului scrise pentru u, v , w . Nu cunosc niciun experiment care ne-ar permite să decidem în mod absolut care dintre ipotezele (1), (2), (3) este corectă, dacă este cazul; a priori (3) apare cel mai probabil.

Dacă X, Y, Z sunt componentele intensității electromotoare; a, b, c cele de inducție magnetică; f, g, h cele de polarizare electrică și

440.]

F, G, H cele ale potenţialului vectorial, atunci avem

4π dF

KJ dt

4π dG

K* dt

4π dH

— h = bu — av----—

K dt

ά́φ ' dx ' d± dy;

ά́φ dz >

Apoi, deoarece dielectricul se mișcă uniform, avem

\~ d df K \dy

dc dc dc dc

+ + "dy + WdZ + dt ddd d

— + u— + v — + w — c. dt dx dy dz

Acum, dacă ecuația (3) este adevărată

df 1 Φ dc db dt 4πμ \dy dz

cu ecuații similare pentru dg/dt, dh/dt; deci din (6) avem

1 „9 d

rú' = — K μ dt

ddd d

— + u — + v — + w — c. dt dx dy dz

Dacă, pe de altă parte, ecuația (4) este adevărată, obținem

1 π9 / dddd λ 9

Kμ rc =f dt + udX + "dy + wd) c

(5)

(6)

(7)

(8)

X =

Y =

Z =

cu ecuații similare pentru a și b.

Să aplicăm aceste ecuații la o undă de lumină polarizată plană care călătorește de-a lungul axei lui x, dielectricul mișcându-se cu viteza u în acea direcție. În acest caz, ecuația (7) devine

1 d9c

Kμ dx9

d9 c d9c

~ + u ———.

dt2   dx dt

(9)

Fie c = cos(pt — mx); atunci dacă V este viteza luminii prin dielectric atunci când este în repaus, ecuația (9) dă

sau

v2 2 2

V m = p — upm;

sus = V 9 m9   m

Deoarece u este mic în comparație cu V, avem aproximativ

P_

m

2 u + V.

Astfel, viteza luminii prin dielectricul în mișcare crește cu jumătate din viteza dielectricului.

Dacă luăm ecuația (8), atunci

V 2 ■

dx2

d_

dt

d

+ u – dx

2

c;

sau punând ca înainte,

$c = \cos(pt - mx)$,

$V^2m^2 = (p - mu)^2$,

deci – = $V + u$;

m

astfel încât în acest caz viteza luminii este mărită cu cea a dielectricului.

Dacă presupunem că condiția (3) este cea adevărată, adică aceea

/ df dfdfdf \dcdb

– + u0 – +υ0–+ w0–=----–,

\ dt dxdydz fdydz

unde u_0, v_0, w_0 sunt componentele vitezei eterului, atunci, atunci când se presupune că ecuațiile (1) sunt valabile, relația dintre p și m pentru unda polarizată plană este ușor de găsit a fi

$V^2m^2 = (p - mu)(p - mu_0)$,

sau dacă u și u_0 sunt mici în comparație cu V ,

– = V + 1 (u + uo),

m2

astfel încât în acest caz viteza luminii este crescută cu media vitezelor dielectricului și ale eterului.

Rezultatul lui Fizeau că creșterea vitezei luminii care trece printr-un curent de aer este o fracțiune foarte mică din viteza aerului, arată că toate presupunerile precedente sunt incorecte.

Astfel, dacă reținem Teoria Electromagnetică a Luminii, trebuie să admitem că ecuațiile (1) nu reprezintă intensitățile electromotoare într-un dielectric în mișcare dacă u, v, w sunt vitezele dielectricului însuși.

Dacă presupunem că în aceste ecuații u, v, ar trebui să se refere la viteza eterului și nu a dielectricului, atunci lucrarea precedentă arată că, dacă presupunerea (1) este adevărată, viteza luminii care trece prin eterul în mișcare este mărită cu jumătate din viteza eterului, în timp ce dacă presupunerea (3) este adevărată, aceasta crește cu viteza eterului.

Deoarece nu am putea presupune că mișcarea dielectricului face eterul să se miște mai repede decât el însuși, descoperirea unui caz în care viteza luminii a crescut cu mai mult de jumătate din viteza dielectricului ar fi suficientă pentru a infirma presupunerea (1) .

Curenți induși într-o sferă conducătoare rotativă.

441.] Când câmpul magnetic extern nu este simetric față de axa de rotație, în sferă se vor produce curenți electrici. Acestea au fost discutate de Himstedt (Wied. Ann. 11, p. 812, 1880) și Larmor (Phil. Mag. [5], 17, p. 1, 1884). Putem găsi acești curenți prin metodele prezentate în capitolele IV și V pentru tratarea conductorilor sferici.

Din ecuațiile (1) avem, deoarece

da   dbdcθ

dz   dydz'

dX dY dc dc dc f du dv dw ––---–– = u-–+ v-–+ w-–+ c -–+ -–I––

dy dx   dxdydzdxdy dz

dw   dwdw

- a– + b– + c– ,   (10)

\ dx dydz)

cu ecuații similare pentru dZ   dXdY dxdzdzdZ_ dy'

Dacă sfera se rotește cu viteza unghiulară ω în jurul axei lui z,

u = -!y,

astfel încât ecuația (10) devine

dX dY dy dx

v = ωχ, w = 0;

dc dc xdy ~ ydX

(11)

441.]

INTENSITATEA ELECTROMATIVĂ ÎN CORPURILE ÎN MIȘCARE.

552

Dacă σ este rezistența specifică a sferei, μ permeabilitatea sa magnetică, p, q, r componentele curentului,

X =

Y =

Z =

σP =

=

σr =

σ dcdb
4πμ dydz
σ dadc
4πμ dzdx
σ dbda
4πμ ' dxdy,

9

(12)

Dacă înlocuim aceste valori cu X și Y, ecuația (11) devine

în mod similar

σ 2Í dcdc\

V c=! vdy_ ydx) ;

σ _2, f dbdb\

-—V b = ! x— - y— - !a, 4πμ \dydx J

σ   2(dada\

-—V a = ! x---y— + !b.

4πμ   \dydx J

9

(13)

Din aceste ecuații găsim cu ajutorul lui (12)

σ 2   dpdp

----V p = ! x— - y— + !q; 4πμ-\   dydxJ

σ V72   Ídqdq A,

4πμ   \dydxJ

σ 2   drdr

\-yV r = ![xdy ~ ydx) :

Prin urmare

σ2   dd

---V (xp + yq + zr) = ! Xj- - an-

4πμ   \ dy dx J

(xp + yq + zr).

(14)

Lăsa

xp + yq + zr = F (r)YS €í3φ,

unde r, θ, φ sunt coordonatele polare ale unui punct, θ fiind măsurat de pe axa lui z. Y£ eis^ este o armonică de suprafaţă de gradul n. Înlocuind această valoare în (14), găsim

d2F 2 dF dr2 r dr

n(n + 1)   4πιμ3!\

---------1--------F = 0.

r2   σ

441.]

INTENSITATEA ELECTROMATIVĂ ÎN CORPURILE ÎN MIȘCARE.

Soluția la aceasta este, art. 308,

Unde

Prin urmare

F (r) = Sn(kr), k2 = – 4πμí8ω/σ.

Astfel xp + yq + zr = ASn(kr)Y,S,

unde A este o constantă.

Acum xp + yq + zr este proporțional cu curentul de-a lungul razei, iar acesta dispare la suprafața sferei unde r = a; deci avem ASn(ka) = 0, dar din moment ce rădăcinile lui Sn(x) = 0 sunt reale și k este parțial imaginar, Sn(ka) nu poate dispărea, deci A trebuie să dispară. Cu alte cuvinte, curenții radiali trebuie să dispară în întreaga sferă; curenţii curg astfel de-a lungul suprafeţelor sferelor concentrice cu cea rotativă.

Deoarece xp + yq + zr = 0,

putem prin art. 370 pune

9

Unde

n,

(15)

k2 = –4πμó6ω/σ,

iar !n este o armonică sferică solidă de gradul n.

Prin art. 372, a, β, y, componentele forței magnetice, vor fi date

de

__ 4π J(n I 1)f , (kr) d!n - nk2r2n+3f (kr) d (!n λí

(2n +1)k4(n +1)fn-i(kr) dx nkr fn+i(kr) dx(,r2n+Pj ■

(16)

cu expresii similare pentru β și y.

Acum, forța magnetică poate fi considerată ca fiind formată din două părți, una datorată curenților induși în sferă, cealaltă câmpului magnetic extern; partea din urmă va fi derivată dintr-un potențial. Fie Qn valoarea acestui potențial în sferă; putem privi Qn ca pe un solid

armonie sferică de grad n, deoarece expresia cea mai generală a potențialului este suma termenilor de acest tip. Dacă 07, Д, yi sunt componentele forței magnetice datorate curenților, o0, β0, câmp magnetic, atunci

7o cele datorate

do

a — ai T ao — ai — —— On. dx

Prin urmare în sferă

dQn ai — ~i--T

dx

4π

(2n + 1)k2

i(n + 1)fn-i(kr) d!n

dx

-nk2r2n+3 fn+i(kr)

cu expresii similare pentru β și yi.

În afara sferei, forța magnetică datorată curenților (neglijând curenții de deplasare în dielectric) va fi derivată dintr-un potențial care satisface ecuația lui Laplace; prin urmare, în afara sferei, putem pune, dacă ω'η reprezintă o armonică solidă,

d

a _ a2n+^ ц !n ai   dx r2n+i ;

cu expresii similare pentru ^i și yi, unde a este raza sferei. Forța magnetică tangențială la sferă datorită acestor curenți este continuă, la fel ca și inducția magnetică normală; prin urmare, μ fiind permeabilitatea magnetică a sferei, avem

Qn T

4π

(2n T 1)k2

{(n T 1)/„_i(ka)!ra - nk2a2fra+i(ka)!„}

__ J

μ(ηΩη) T

μη(η T 1)4π

(2n T 1)k2

{/ni(ka)!n T k2a2/n+i(ka)!n}

— (nt i)!Π .

Rezolvând aceste ecuații, găsim la suprafața sferei

4ff!n

0

n

(2n T 1)(μη T n T 1)k2Qn

(n T 1){(μπ T n T 1)fn-i(ka) T «(μ - 1)k2a2fn+i(ka)} ' n(2n T 1^k2a2fn+i(ka)Qn

(n T 1){^n T n T 1)fn-i(ka) T - 1)k2a2fn+i(ka)} '

(18)

(19)

Dacă înlocuim aceste valori ale lui !n, !'n în ecuațiile (15) și (17), obținem curenții induși în sferă și forța magnetică produsă de acești curenți.

442.] Vom considera în detaliu cazul când n =1, adică atunci când sfera se rotește într-un câmp magnetic uniform. Fie potențialul magnetic al câmpului extern să fie egal cu partea reală a

Cr cos θ + Br sin θ e1^,

unde C este forța paralelă cu z și B care este paralelă cu x. Apoi în sferă

3

Ωχ =--------(Cr cos θ + Br sin θ e¿^).

μ + 2

Vom lua în considerare mai întâi cazul în care kr este foarte mic, astfel încât aproximativ prin art. 309

f0(kr) = 1 - 1 k2r2; f1(kr) = - 3 ;f2(kr) = 115.

Înlocuind aceste valori în (18) și (19) și reținând doar cele mai mici puteri ale lui k , găsim

k2

μ + 2

4π!1 =

(1 + μ + 4 4 k2a^ Br sin θβίφ,

V 10(μ + 2) J   '

3k2a2

10(μ + 2)2

Br sin θBΦ.

Termenul Cr cos θ în Ω nu dă naștere niciunui termen în !n, !'n deoarece s și deci k dispare pentru acest termen. Înlocuind aceste valori obținem cu ecuațiile (15)

μ! o

----. -zB

(μ + 2)σ

p = -1

q = 0;

(20)

3

2

(μZ xB

(μ + 2)σ

Astfel curenții curg în cercuri paralele, având ca axă comună linia prin centrul sferei care se află în unghi drept atât cu axa de rotație, cât și cu direcția forței magnetice în câmpul exterior. Intensitatea curentului în orice punct este proporțională cu distanța punctului față de această axă.

Componentele inducției magnetice în sferă sunt date de ecuații

9

a =

b =

c =

2πμω \ ^Txy);

2 2 2 μ + 4 2\

-2 y2 - 5 2a2)·'

ic + 2^').

μ + 2 y 5σ/

- B (1 + μ + 2 V

3πμ2ωB 4 2 ' ■ (5r

(21)

Astfel forța magnetică datorată curenților constă într-o forță radială proporțională cu yr, împreună cu o forță paralelă cu y proporțională cu 2r2 - (μ + 4)a2/(μ + 2).

În afara sferei potenţialul magnetic total este

(Cz + Bx) I 1 —

(μ -1) a!A μ + 2 r3)

6>πB /ova5 y

5(μ + 2)2 σr3 '

Astfel, efectul magnetic al curenților într-un punct din afara sferei este același cu cel al unui mic magnet din centru, cu axa în unghi drept cu axa de rotație și cu câmpul magnetic extern și al cărui moment este

6πB /ova5

5(μ + 2)2 σ'

443.] Să considerăm acum cazul când ka este mare, deoarece, când s = 1

k2 = \z/!'i ; σ

avem k \2 K e 4 ,

unde K2 =2πμν

σ

astfel, partea reală a ¿ka este pozitivă și mare; deci avem aproximativ ebka

a = 2-a '

ebka

fl(ka) = 2· ■ a· '

ekka

f2(ka) = - 2 ka :

Prin urmare găsim

4%!i = -3¿k3a e~ika Br sin θBφ,

= 2 μ Br sin θBφ,

μ + 2

astfel încât până la (15)

= - cos {k (a - r) + Í},

— - 3PgKf? si» {K (a - r) + 4 },

(22)

r ---------2 Fii K(ar) [x cos {k(a — r) + — } + y sin {k(a — r) + — }] .

Componentele totale ale inducției magnetice din interiorul sferei sunt date de

a — -«Ba eK(ar) cos K(a - r) - 1 zz/LK'a 'r.,r2cos K(a - r) — —

a — ix ts ecosii, (^ar) p 1x1 / eo./co^ii (^ar) - q

r 2dx r3

— 1 zz/BK(ar).lr2 si» K(a - r) — —

2 dx r3

b — -uf și K(ar) fără K(a - r) - 1 zz/LK(a r'.lr2 cos K(a - r) — —

c* — ιχ ixe sui xx (^ar) q ιχt / ea.r cosii (^ar) , θ

r 2dy r3

— 1 zz/BK(ar).,r2 sin K(a - r) — —

2 zile r3 >>

3/C 1_κt» —t) 2 rr/. dx

c —-------------1 /Be K (ar)ar2 cos K(a — r} --------τ

I + 2 2^v ¡ dz r3

__ 1 //Fii K(ar)ar2 fără K(ar)

2 d r3)

(23)

în timp ce potenţialul magnetic din exterior datorită curenţilor din sferă este

3 /B 3 x

un ~.

2 µ + 2 r3

(24)

Dacă comparăm aceste rezultate cu cele pe care le-am obținut atunci când ka, era mic, vedem că ele diferă în același mod în care distribuția curenților care variază rapid într-un conductor diferă de cea a celor cu variație constantă sau lent. Când ka este mic, curenții se răspândesc prin întreaga sfere, în timp ce când ka este mare, ei sunt, așa cum arată ecuațiile (22), limitați la o înveliș subțire. Curenții curg de-a lungul suprafețelor sferelor concentrice cu cea rotativă, iar intensitatea curenților scade în geometrie.

Progresia pe măsură ce distanța de la suprafața sferei crește în progresia aritmetică.

Câmpul magnetic datorat acestor curenți anulează în interiorul sferei, după cum arată ecuația (23), acea parte a câmpului magnetic extern care nu este simetrică față de axa de rotație. Astfel, sfera rotativă își protejează interiorul de toate, cu excepția distribuțiilor simetrice ale forței magnetice, dacă {4πμω/σ} î a este mare.

Un caz foarte interesant al sferei rotative este cel al pământului; în acest caz,

a = 6,37 x 108, ! = 2π/(24 x 60 x 60),

astfel încât aproximativ

{4πμω/σ}ï a =2 x 107σ_ 1.

Astfel, dacă σ este comparabil cu 108, care este de ordinul rezistenței specifice a electroliților, ka va fi de aproximativ 2000, iar acesta va fi suficient de mare pentru a menține pământul la câteva mile sub suprafața sa practic liber de efectele unui exterior. câmp magnetic nesimetric.

Din nou, am văzut, art. 84, că gazele rarefiate au o conductivitate considerabilă pentru descărcările care se deplasează de-a lungul curbelor închise în interiorul lor. Pentru gazele în stare normală această conductivitate se manifestă doar sub intensități electromotoare mari, dar când gazul se află în stare similară cu cea produsă de trecerea unei descărcări anterioare, are o conductivitate considerabilă chiar și pentru intensități electromotoare mici. Din rezultatele anterioare vedem că dacă ar exista o centură de gaz în această stare în regiunile superioare ale atmosferei terestre și dacă partea din sistemul solar traversată de pământ ar fi un câmp magnetic, acest gaz s-ar proteja de la pământ toate efectele magnetice care nu erau simetrice față de axa de rotație. Astfel, câmpul magnetic de la suprafața pământului ar semăna, în această ipoteză, cu cel care există de fapt, fiind aproximativ simetric față de axa pământului. Grosimea unei învelișuri necesară pentru a reduce câmpul magnetic la 1/e din valoarea sa la suprafața exterioară a învelișului este {4πω/σ}~í, sau dacă σ = 108, aproximativ două mile. Rezultatul menționat la art. 470 din Electricitatea și magnetismul lui Maxwell, că de departe cea mai mare parte a valorii medii a elementelor magnetice provine dintr-o cauză din interiorul pământului, arată, totuși, că nu putem atribui câmpul magnetic permanent al pământului acestei cauze.

444.] Potențialul magnetic total din afara sferei este, când ka este mare, prin ecuația (24),

μ — 1 a3 \

μ + 2 r3 J

1 -

Cz

+ B x —

μ — 1   a33 μ a3\

μ + 2   r32μ +2 r3)

33

= Cz (1-- —) + Bx [1 + 1 —

y μ + 2 r3 J y 2 r3

Astfel, efectul sferei rotative asupra părții câmpului magnetic extern care este nesimetric față de axa de rotație, adică asupra termenului Br sin θe^, este exact același ca și când această sferă ar fi înlocuită cu o sferă de substanță diamagnetică pt. care μ = 0; cu alte cuvinte, sfera rotativă se comportă ca un corp diamagnetic. Astfel, am putea realiza un model care să prezinte proprietățile unui corp slab diamagnetic într-un câmp constant, având un număr mare de conductori rotativi aranjați astfel încât distanța dintre centrele lor să fie mare în comparație cu dimensiunile lor liniare.

Cupluri și forțe pe sfera rotativă.

445.] Vom trece acum la investigarea cuplurilor și forțelor asupra sferei cauzate de acțiunea câmpului magnetic asupra curenților induși în sferă.

Dacă X, Y, Z sunt componentele forței mecanice pe unitatea de volum, atunci (Maxwell's Electricity and Magnetism, vol. ii. Art. 603, ecuațiile C)

$X = cq - br,$

$Y = ar - cp,$

$Z = bp - ap.$

Cuplul de pe sfera din jurul axei lui z este

$(Yx - Xy)\, dx\, dy\, dz,$

integrarea extinzându-se în întreaga sferă.

Înlocuind valorile precedente pentru Y și X, vedem că aceasta poate fi scrisă

$(r(ax + by + cz) - c(px + qy + rz))\, dx\, dy\, dz.$

Dar din moment ce curentul radial dispare,

$px + qy + rz = 0$; astfel cuplul runda z se reduce la

$rRr\, dx\, dy\, dz$,

unde R este inducția magnetică de-a lungul razei.

În mod similar, cuplul rundă x este egal cu

$pRr\, dx\, dy\, dz$,

în timp ce acea rotundă y este

$qRr\, dx\, dy\, dz$.

Din ecuația (16)

Rr = ' '

noi

Vezi asta

n(n + 1){fra_i(kr) + k2r2/ra+i(kr)}1

(2n + 1)k2

Acum prin (4), art. 370,

fn-i(kr) + k'2r2fn+i(kr) = — (2n + 1)fn(kr),

Ó2·

astfel încât

Rr = n(n + 1)fn(kr)!n,

sau de (15)

Rr =--------- n(n + 1)r.

!S2 Astfel, cuplul din jurul lui z este

(25)

σ

!S2

(n + 1)

r2 dx dy dz.

Când ! este mică, reușim, prin înlocuirea valorii lui r dată în ecuația (20), că atunci când sfera se rotește într-un magnetic uniform, cuplul tinde să se oprească este

6µ2

5(µ + 2)2

B2- -a

446.]

INTENSITATEA ELECTROMATIVĂ ÎN CORPURILE ÎN MIȘCARE.

561

446.] Vedem prin ecuația (25) că componenta normală a forței magnetice este proporțională cu fn(kr), în timp ce prin (16) celelalte componente conțin termeni proporționali cu fn_1(kr), dar când ka este foarte mare, au aproximativ

fn_i(ka) = 1 Ln~2

^¿ka

(ka)n

fn(ka) = 1 Ln 1

^¿ka

(ka)n+1 '

Astfel, atunci când ka este foarte mare fn(ka) și aproape de suprafața sferei fn(kr), este foarte mic în comparație cu fn_1(ka), astfel încât prin (25) forța magnetică de-a lungul normalei sferei dispare în comparație cu forța tangențială, cu alte cuvinte forța magnetică este tangențială la suprafață.

Acest rezultat poate fi dovedit a fi adevărat, indiferent de forma corpului, cu condiția ca acesta să se rotească cu o viteză foarte mare. Dacă luăm în considerare partea câmpului magnetic care nu este simetrică față de axa de rotație, avem următoarele rezultate:

Deoarece potențialul magnetic din afara corpurilor în rotație este determinat de condițiile (1) că ar trebui să aibă la o distanță infinită de aceste corpuri aceeași valoare ca și pentru câmpul exterior neperturbat și (2) că forța magnetică în unghi drept față de acestea corpurile ar trebui să dispară pe suprafața lor, vedem că forța magnetică în orice punct va fi aceeași cu viteza unui fluid incompresibil care se mișcă în rotație și înconjoară aceste corpuri presupusă în repaus, potențialul de viteză la o distanță infinită de acestea fiind egal cu potențial magnetic în câmpul magnetic neperturbat.

447.] Dacă înlocuim valoarea lui R, dată de ecuația (25), în expresia pentru cuplul rotund z, constatăm că dacă neglijăm puteri de 1/ka cuplul dispare. Astfel, cuplul dispare când ! = 0 și când ! = 1, trebuie deci să existe o valoare intermediară a ! pentru care cuplul este maxim.

Să luăm acum în considerare forțele pe sferă. Forța paralelă cu x este

egal cu

(cq — br) dx dy dz

2 l(an

dx dy dz

+ Bβ + cq)} dS,

unde dS este un element al suprafeței și l, m, n cosinusurile direcției normalei trasate spre exterior. Forțele paralele cu y și z sunt date prin expresii similare. Vedem că forța este echivalentă cu o tensiune paralelă cu forța magnetică din interiorul sferei și egală cu

1 iW + β2 + q2) 2 R

pe unitate de suprafață, R fiind inducția magnetică de-a lungul normalei exterioare; iar la o presiune normală egală cu

1 ian + Bβ + cq).

8π

Când sfera se rotește atât de repede încât ka este foarte mare, R dispare, iar forța asupra sferei care se rotește este cea datorată unei presiuni

8.. («2 + β2 + q2);

această presiune va tinde să facă sfera să se deplaseze din locurile puternice spre cele slabe ale câmpului. Vedem, așadar, că nu numai că sfera rotativă perturbă câmpul magnetic în același mod ca un corp diamagnetic, dar tinde să se miște așa cum s-ar mișca un astfel de corp, adică de la părțile puternice la cele slabe ale câmpului.

448.] Dacă în loc de o sferă rotativă într-un câmp magnetic constant avem o sferă fixă într-un câmp variabil, variind ca épt, rezultatele precedente se vor aplica dacă în loc să punem k2 = —4πμωι§/σ punem k2 = —4 ·πμιρ/σ, și neglijează curenții de polarizare din dielectric. Putem demonstra acest lucru imediat văzând că ecuațiile pentru a, b, c în cele două cazuri devin identice dacă facem această modificare.

Rezultatele pe care le-am obținut deja în acest capitol, atunci când sunt aplicate în cazul curenților alternativi, arată că într-un câmp variabil când ka este mare, curenții și forța magnetică vor fi limitate la un strat subțire.

aproape de suprafață și că un conductor va acționa ca un corp diamagnetic atât în modul în care perturbă câmpul, cât și în modul în care tinde să se miște sub influența acelui câmp. Mișcarea curenților de la părțile puternice la cele slabe ale câmpului a fost demonstrată în câteva experimente foarte izbitoare făcute de profesorul Elihu Thomson, Electrical World, 1887, p. 258 (vezi, de asemenea, profesorul JA Fleming despre „Electromagnetic Repulsion”, Electrician, 1891, pp. 567 și 601, și Mr. GT Walker, Phil. Trans. A. p. 279, 1892). Corespondența forței magnetice cu viteza unui fluid incompresibil, care curge în jurul conductorilor, este mai completă în acest caz decât în cea a sferei rotative, în măsura în care nu trebuie să exceptăm nicio parte a potențialului magnetic, în timp ce în În cazul sferei rotative, trebuie să exceptăm acea parte a potențialului magnetic care este simetrică față de axa de rotație.

APENDICE.

În art. 201 al textului există o descriere a experimentelor lui Perrot privind electroliza aburului. Deoarece aceste experimente aruncă multă lumină asupra modului în care descărcările electrice trec prin gaze, am făcut, în timp ce această lucrare trece prin presă, o serie de experimente pe același subiect.

Aparatul pe care l-am folosit a fost în principiu același cu al lui Perrot. Am făcut însă unele modificări pentru a evita unele neplăceri la care mi se părea că era pasibilă forma lui Perrot. O sursă de îndoială în experimentele lui Perrot a apărut din apropierea tuburilor care înconjoară electrozii de suprafața apei și, în consecință, riscul lor de a se umezi. Aceste tuburi erau înguste și, dacă s-au umezit, scânteile în loc să treacă direct prin abur ar fi putut, probabil, să fi trecut de la un electrod de platină la hlm de umiditate de pe tubul adiacent, apoi prin abur la hlm de umiditate de pe celălalt tub. iar de acolo la celălalt electrod. Dacă s-ar întâmpla ceva de acest fel, s-ar putea spune că, din moment ce descărcarea a trecut prin apă în trecerea sa de la un terminal la altul, unele dintre gazele colectate în tuburile gg (Fig. 84) s-ar fi putut datora descompunerii apa si nu la cea a aburului.

Pentru a depăși această obiecție, (1) am îndepărtat terminalele la o distanță mult mai mare de suprafața apei și le-am plasat într-o zonă înconjurată de un arzător cu inel prin care aburul a fost încălzit la o temperatură de 140°C. la 150° C. (2) Am scăpat complet de tuburile înguste care înconjoară electrozii făcând tuburile prin care aburul

ieșea parțial din metal și folosind partea metalică a acestor tuburi ca electrozi.

În loc să urmați planul lui Perrot de a îndepărta gazele amestecate din tuburile colectoare ee (Fig. 84) și apoi de a le exploda într-un vas separat,

1 au colectat gazele la evacuarea lor din tuburile de descărcare în eudiometre gradate prevăzute cu terminale de platină, cu ajutorul cărora gazele amestecate au fost explodate in situ la intervale scurte de timp pe parcursul experimentelor.

Descrierea aparatului.

Acest aparat este reprezentat în Fig. 142. h este un bec de sticlă 1,5 to

2 litri in volum continand apa care furnizeaza aburul; un tub de sticlă de aproximativ .75 cm. în diametru și 35 cm. în lungime este îmbinat pe acest bec, iar partea superioară a acestui tub este fuzionată pe tubul de descărcare cd; acest tub este suflat într-un bec în regiunea unde trec scânteile, astfel încât atunci când sunt folosite scântei lungi, acestea să nu zboare pe pereții tubului. Această parte a tubului este înconjurată de inelul-arzător k cu ajutorul căruia aburul poate fi supraîncălzit.

Electrozii între care trec scânteile sunt prezentați în detaliu în Fig. 143; a, b sunt tuburi metalice, acestea trebuie să fie dintr-un metal care nu se oxidează. În următorul experiment a, b sunt fie tuburi de alamă placate gros cu aur, fie tuburi realizate prin înfășurarea unui fir gros de platină într-o bobină. Aceste tuburi sunt plasate în bucăți de tuburi de sticlă pentru a le menține în poziție. Aceste tuburi se opresc înainte de locurile F, g unde tuburile de livrare se unesc cu tubul de descărcare. Tubul de descărcare este închis la capete de tuburile de sticlă p și Q, iar firele conectate la electrozii a și b sunt topite prin aceste tuburi.

Tuburile de livrare care se termină în orificiile au fost topite pe tubul de descărcare la F și g.

Pentru a scăpa de aerul care se află în aparat sau care este absorbit de apă, aparatul este umplut atât de plin cu apă la începutul experimentului încât, atunci când apa este încălzită, se extinde suficient pentru a ajunge la tubul de refulare și a trece peste tot. tuburile de livrare. Apa se fierbe energic timp de 6 sau 7 ore cu capetele tuburilor de livrare deschise spre atmosfera. Tuburile eudiometrului pline cu mercur sunt apoi plasate peste capetele tuburilor de livrare, astfel încât, dacă se amestecă aer cu aburul, acesta va fi colectat în aceste tuburi. Scânteia nu începe decât după ce aburul a intrat în tuburile de livrare timp de aproximativ o oră

fără a transporta cu el o cantitate de aer suficient de mare pentru a fi detectată.

Scânteile sunt produse de o bobină mare de inducție care dă scântei aproximativ

Fig. 142.

5 cm. mult timp când curentul de la cele mai mari celule de stocare este trimis prin primar. Când se adaugă un condensator cu o capacitate de aproximativ 6 sau 7 microfaradi la cea furnizată cu instrumentul, a fost produs un curent care,

Fig. 143.

când distanța dintre electrozii a și b din tubul de descărcare nu este mai mare de aproximativ 4 mm., se vor elibera circa 4 cc de hidrogen pe oră într-un voltametru de apă plasat în serie cu tubul de descărcare.

Metoda de realizare a experimentelor.

Când s-a constatat că tot aerul a fost expulzat din vas și din apă și că debitele de curgere a gazelor prin tuburile de livrare erau aproximativ egale, tuburile eudiometrului pline cu mercur au fost plasate peste capetele tubului. tuburi de livrare, un voltametru de apă a fost plasat în serie cu tubul de abur și bobina pusă în acțiune.

Aburul care urca pe tuburile eudiometrului s-a condensat în apă fierbinte, care a deplasat în curând mercurul; amestecul de oxigen și hidrogen produs de scânteie a urcat pe tuburile eudiometrului și a fost colectat peste această apă fierbinte și a explodat la intervale scurte de timp de scânteile de la o mașină Wimshurst. Gazele nu au dispărut în întregime la trecerea scânteilor; o mică parte din volum a rămas după fiecare explozie, iar volumul rămas a fost mai mare într-un tub decât în celălalt. Gazul rezidual care a avut cel mai mare volum s-a constatat la analiză a fi hidrogen, celălalt era oxigen. După ce a fost colectată o cantitate suficientă de gaze reziduale, acestea au fost analizate. Rezultatul analizei a fost că atunci când scânteile nu erau prea lungi, gazul rezidual dintr-un tub era hidrogen pur, cel din celălalt oxigen pur; dacă erau prezente alte gaze, volumul lor era prea mic pentru a fi detectat de analizele mele. Când scânteile erau foarte lungi, era întotdeauna prezent un alt gaz (azot?), uneori în cantități considerabile.

Rezultatele experimentelor.

Rezultatele obţinute prin metoda precedentă au variat foarte mult în caracterul lor în funcţie de lungimea scânteii, de aceea le voi considera sub capete – „scântei scurte", „scântei medii" şi „scântei lungi".

Lungimile la care o scânteie se schimbă de la „scurtă" la „medie" și apoi din nou la „lungi" depind de intensitatea curentului care trece prin abur și, prin urmare, de dimensiunea bobinei de inducție și de puterea bateriei utilizată pentru a conduce aceasta. Prin urmare, limitele scânteilor „scurte", „medii" și „lungi" prezentate mai jos trebuie să fie înțelese ca având referință la bobina și curentul special utilizat în aceste experimente. Cu o bobină și un curent mai mare aceste limite s-ar extinde, cu una mai mică s-ar contracta.

Scântei scurte.

Aceste scântei erau de la 1,5 mm. până la 4 mm. lung. Aspectul scânteii a arătat toate caracteristicile unei descărcări de arc, era o coloană groasă, cu margini prost dehns și a fost suflată de vânt la un aspect larg ca de flacără. Pentru aceste arcuri s-au găsit următoarele legi:

1. Că, în limitele de eroare ale experimentelor, volumele exceselor de hidrogen într-un tub și de oxigen în celălalt care rămân după explozia gazelor amestecate sunt, respectiv, egale cu volumele de hidrogen și oxigen eliberat în voltametru de apă plasat în serie cu tubul de abur.

2. Excesul de hidrogen apare in tub care este in legatura cu electrodul pozitiv, excesul de oxigen din tub care este in legatura cu electrodul negativ.

Se pare astfel că, cu aceste scântei sau arcuri scurte, hidrogenul apare la electrodul pozitiv în loc de electroliza obișnuită la negativ.

Următorul tabel conține rezultatele unor măsurători ale relației dintre excesele de hidrogen și oxigen din tuburile eudiometre atașate tubului de abur și cantitatea de hidrogen eliberată într-un voltametru de apă plasat în serie cu tubul de descărcare. Ruptura de vibrație obișnuită furnizată cu bobine de inducție a fost utilizată dacă nu se specifică contrariul:

Lungimea scânteii în milimetri. Metal folosit pentru electrozi. Excesul de H în tubul următor + electrod. Excesul de O în tubul următor – electrod. H eliberat în voltametrul de apă. Durata experimentului în minute.

1,5 aur3,25 cc1,5 cc3,2 cc40
1.5 Platină2.81.6330
1.5 Aur1.7.81.820
2   Aur21.081.9530
2   Aur3.251.753.260
2   Platină1.8Tub s-a spart2Neobservat
2   Platină31,5360
2   Aur2.51.5360
3   Aur1.8Neobservat1.8Neobservat
31   Aur.7.4.890
32   Aur1.6Neobservat1.75Neobservat
4   Aur.9.37.720
4   Aur2.751.252.760
42   Aur1.0Neobservat1.25Neobservat
4   Aur2.51.252.345

Rezultatele tabulate mai sus arată că excesele de hidrogen și oxigen din abur sunt aproximativ egale cu cantitățile de hidrogen și oxigen eliberate în voltametrul de apă.

Scântei Medii.

Când lungimea scânteii este mai mare de 4 mm. primul dintre rezultatele precedente încetează să mai fie valabil. Al doilea, că hidrogenul se desprinde de la electrodul pozitiv, rămâne adevărat până când scânteile sunt de aproximativ 11 mm. lung, dar hidrogenul din abur, în loc să fie egal cu cel de la voltametru, este, atunci când creșterea lungimii scânteii nu este prea mare, considerabil mai mare.

1În acest experiment a fost folosită o pauză lentă de mercur, care face aproximativ patru pauze pe secundă.

2 În aceste experimente, borcanele Leyden au fost atașate la electrozi.

Următoarele sunt câteva exemple în acest sens:

Lungimea scânteii	Hidrogen din abur în cc
5 mm.	1.8
5 mm.	3,75
5 mm.	4.4
6 mm.	4

Hidrogen de la voltametru în cc

1.2

3

2.1

1.6

7 mm.   4.253

7 mm.   3.752

8 mm.   3.752.6

Creșterea raportului dintre hidrogenul din abur și cel de la voltametru nu continuă atunci când lungimea scânteii este încă mai mare. Când lungimea scânteii depășește 8 mm. acest raport începe să scadă foarte rapid pe măsură ce lungimea scânteii crește și ajungem în curând la o lungime critică a scânteii la care pare aproape o chestiune de întâmplare dacă hidrogenul din abur apare la electrodul pozitiv sau negativ.

Scântei lungi.

Când lungimea scânteii este crescută peste valoarea critică, excesul de hidrogen în loc să apară la electrodul pozitiv, ca în cazul scânteilor mai scurte, trece la negativ, excesul de oxigen trecând în același timp de la electrodul negativ la cel pozitiv. Astfel, gazele, atunci când lungimea scânteii este mai mare decât valoarea sa critică, apar la aceleași borne din tubul de abur ca atunci când sunt eliberate dintr-un electrolit obișnuit, în loc de la cele opuse așa cum se întâmplă când scânteile sunt mai scurte.

Lungimea critică depinde în mare măsură de curentul transmis prin abur; cu cât curentul este mai mic, cu atât această lungime este mai mică. Depinde, de asemenea, de o serie de mici diferențe, dintre care unele nu sunt ușor de specificat și uneori se va schimba brusc, fără niciun motiv aparent. Am constatat, totuși, că această capriciunță dispare dacă borcanele Leyden sunt atașate la bornele tubului de abur sau dacă se pune un aer-break în serie cu acel tub.

Se va vedea că rezultatele când lungimea scânteii este mai mare decât lungimea critică sunt de acord cu cele obținute de Perrot (Art. 201) și Ludeking (Art. 210), întrucât ambii observatori au constatat că hidrogenul a apărut la negativ, oxigen la electrodul pozitiv. Ludeking a lucrat cu scântei lungi, astfel încât rezultatele lui sunt destul de conforme cu ale mele. În

Experimentele lui Perrot lungimea scânteii a fost de 6 mm. Nu am reușit niciodată să reduc lungimea critică atât de mică, deși am diminuat curentul la mărimea celui folosit de Perrot; Totuși, l-am luat până la 8 mm și este probabil ca lungimea critică să nu fie guvernată în întregime de curent.

Nu am putut detecta nicio modificare hotărâtă a aspectului scânteii, deoarece lungimea scânteii trecea prin valoarea critică. Observațiile mele privind legătura dintre aspectul descărcării și electrodul la care apare hidrogenul pot fi exprimate prin afirmația că atunci când descărcarea este clar un arc, hidrogenul apare la electrodul pozitiv și că atunci când hidrogenul apare la negativ electrod descărcarea prezintă toate caracteristicile unei scântei. Cu toate acestea, arată mai mult ca o scânteie decât un arc cu mult înainte ca lungimea scânteii să atingă valoarea critică.

În ceea ce privește raportul dintre cantitățile de hidrogen eliberate din tubul de abur și de la voltametrul de apă, am constatat că atunci când lungimea scânteii era cu câțiva milimetri mai mare decât lungimea critică, cantitatea de hidrogen din abur era aceeași cu cea din abur. voltametrul. Următorul tabel conține câteva măsurători în acest punct:|

Lungimea scânteii.

Hidrogen din abur în cc

Hidrogen de la voltametru în cc

10 mm. .7.8
12 mm.[1] .75.9
14 mm. .81.1

Când scânteile erau mai lungi de 14 mm. cantitatea de hidrogen din abur nu mai era egală cu cea de la voltametru. Rezultatele au devenit neregulate și a avut loc o nouă inversare a electrodului la care a apărut hidrogenul când lungimea scânteii a depășit 22 mm. În acest caz, totuși, curentul a fost atât de mic încât a durat câteva ore pentru a elibera 1 cc de hidrogen în voltametru. Cu aceste scântei foarte lungi, proporția dintre hidrogenul din abur și cel de la voltametru era prea neregulată pentru a permite tragerea unor concluzii.

Din rezultatele anterioare vedem că în electroliza aburului, ca și în cea a apei, există o legătură foarte strânsă între cantitățile de hidrogen și oxigen eliberate la electrozi și cantitatea de

[1]În acest experiment a existat o rupere de aer de 9 mm. lung în serie cu tubul de abur.

electricitatea care a trecut prin abur și că această relație pentru anumite lungimi de arc este aceeași pentru abur ca și pentru apă. Există, totuși, această diferență remarcabilă între electroliza aburului și cea a apei, că, în timp ce în apă hidrogenul se desprinde întotdeauna la negativ, oxigenul la electrodul pozitiv, în abur hidrogenul și oxigenul se desprind uneori la un terminal. , uneori la cealaltă, după natura scânteii.

C

Fig. 144.

Rezultatele obținute când descărcarea a trecut ca un arc, adică oxigenul apare la electrodul negativ, hidrogenul la pozitiv, este ceea ce s-ar întâmpla dacă oxigenul din arc ar avea o sarcină pozitivă, hidrogenul una negativă. Cu scopul de a vedea dacă aș putea obține vreo altă dovadă a acestei particularități, am încercat următoarele experimente, al căror aranjament este reprezentat în Fig. 144.

O descărcare de arc între bornele de platină a, b a fost produsă de

un transformator mare, care sa transformat în raport de 400 la 1; prin primar a fost trimis un curent de aproximativ 40 Ampere care făcea 80 de alternanțe pe secundă. Un curent al gazului examinat a intrat în tubul de descărcare printr-un tub de sticlă c și a suflat gazul în vecinătatea arcului împotriva electrodului de platină e, care a fost conectat la un cadran al unui electrometru, celălalt cadran fiind conectat la Pământ. Pentru a proteja e de influențele electrice externe, a fost închis într-un tub de platină d, care a fost închis cu tifon fin de sârmă de platină, care, deși a ecranat e de acțiunea electrostatică externă, a permis totuși gazelor din vecinătatea arcului să treacă prin el. . Acest tub a fost conectat la pământ. Electrodul e după ce a ieșit din acest tub a fost atașat la un capăt al sârmei acoperite cu gutapercă înfășurat rotund cu folie de staniu conectată la pământ.

Experimentele au fost de felul următor. Cadranele electrometrului au fost încărcate de o baterie, conexiunea cu bateria a fost apoi întreruptă și s-a observat rata de scurgere. Când arcul nu trecea, izolația era practic perfectă. De îndată ce arcul a început însă și atâta timp cât a continuat, izolarea gazului a cedat în multe cazuri complet. Există, totuși, multe excepții remarcabile de la aceasta pe care vom continua să le luăm în considerare.

Oxigen.

Vom începe prin a lua în considerare cazul când un arc bine dezvoltat a trecut prin oxigen.

Dacă electrodul e a fost încărcat negativ, acesta și-a pierdut încărcarea foarte rapid; nu a ramas insa neincarcat, ci a capatat o sarcina pozitiva, aceasta sarcina crescand pana cand e a capatat un potential V; V depindea foarte mult de dimensiunea arcului și de apropierea de el a electrodului e, în multe dintre experimentele mele a fost la fel de mare ca 10 sau 12 volți.

Când e a fost încărcat pozitiv la un potențial ridicat, electricitatea s-a scurs din el până când potențialul a scăzut la V; după atingerea acestui potențial scurgerea s-a oprit și gazul părea să izoleze la fel de bine și atunci când nu trecea nicio descărcare prin el. Dacă potențialul la care a fost ridicat inițial e a fost mai mic decât V (un caz particular fiind atunci când a fost fără sarcină pentru început), sarcina pozitivă a crescut până când potențialul lui e a fost egal cu V, după care a rămas constantă. Astfel vedem (1) că un electrod scufundat

în oxigenul arcului poate izola perfect o mică sarcină pozitivă, în timp ce o pierde foarte rapid pe una negativă; (2) că un electrod neîncărcat scufundat în acest gaz capătă o sarcină pozitivă.

Când distanța dintre electrozii a, b a fost mărită până când descărcarea a trecut ca o scânteie, atunci electrodul e s-a scurs lent, indiferent dacă este încărcat pozitiv sau negativ. Rata de scurgere în acest caz a fost totuși extrem de mică în comparație cu cea care exista atunci când descărcarea trecea ca un arc.

Hidrogen.

Când au fost încercate experimente similare cu hidrogen, rezultatele au fost destul de diferite. Când descărcarea arcului a trecut prin hidrogen, electrodul e s-a scurs întotdeauna când a fost electrificat pozitiv și nu doar și-a pierdut sarcina, ci a dobândit una negativă, potențialul său scăzând la -U, unde U este o cantitate care depindea de dimensiune. a arcului și a proximității acestuia de electrod e. În experimentele mele, 5 până la 6 volți a fost o valoare comună a lui U.

Când electrodul e a fost inițial neîncărcat a căpătat o sarcină negativă, potențialul scăzând la –U; când a fost inițial încărcat negativ, s-a scurs dacă potențialul său negativ inițial era mai mare decât U până când potențialul său a scăzut la această valoare, când nu a mai avut loc nicio scurgere. Când potențialul negativ inițial al lui e era mai mic decât U, sarcina negativă a crescut până când potențialul a scăzut la -U.

Este mai dificil să obții un arc bun în hidrogen decât în oxigen, astfel încât experimentele cu primul gaz sunt puțin mai supărătoare decât cele cu cel din urmă. Când se folosesc arcuri scurte, electrodul e trebuie să fie plasat aproape de arc.

Următorul experiment a fost făcut pentru a vedea dacă încărcarea electrodului s-a datorat unei electrificări dezvoltate prin contactul gazului din arc cu electrodul sau dacă acest gaz s-a comportat ca și cum ar avea o sarcină de electricitate independentă de contactul său. cu metalul electrodului. Dacă electrificarea s-ar datora contactului gazului cu electrodul ar dispărea dacă electrodul ar fi acoperit cu un strat neconductor; dacă totuși gazul din arc s-a comportat ca și cum ar fi încărcat cu electricitate, atunci chiar dacă electrodul a fost acoperit cu un strat neconductor, inducția electrostatică datorată încărcării din gaz.

ar trebui să producă o deviere a electrometrului în aceeași direcție ca și când electrodul ar fi descoperit. Pentru a testa acest punct, electrodul e a fost acoperit cu sticlă, cu mică, cu ebonită și cu sulf; în toate aceste cazuri acul electrometrului a fost deviat atâta timp cât trece arcul, iar deviația corespundea unei sarcini pozitive asupra gazului când arcul trecea prin oxigen și uneia negative când trecea prin hidrogen; această deviere a dispărut aproape în întregime imediat ce arcul s-a oprit.

Într-un alt experiment încercat cu același obiect arcul a fost înconjurat de un tub mare de sticlă acoperit în interior și în exterior cu un strat subțire de sulf, astfel încât să împiedice conducția pe suprafață. Un inel de folie de staniu a fost plasat în afara tubului, astfel încât să înconjoare locul unde trecea arcul, iar acest inel a fost conectat cu unul din cadranele unui electrometru. Ca o măsură suplimentară de precauție împotriva curgerii electricității pe suprafața tubului, două inele subțiri de folie de staniu conectate la pământ au fost plasate în jurul capetelor tubului. Când arcul a trecut prin oxigen, cadranele electrometrului conectate cu inelul din folie de staniu au fost electrificate pozitiv prin inducție, când arcul a trecut prin hidrogen au fost încărcate negativ.

Aceste experimente arată că oxigenul din arc se comportă ca și cum ar avea o sarcină pozitivă de electricitate, în timp ce hidrogenul din arc se comportă ca și cum ar avea o sarcină negativă.

În toate experimentele de mai sus, electrozii au fost atât de mari încât nu au fost încălziți suficient de descărcare pentru a deveni luminoși.

Elster și Geitel au descoperit (Art. 43) că o placă de metal plasată lângă un fir de platină încins în roșu se electrifica pozitiv dacă firul și placa erau înconjurate de oxigen și electrificau negativ dacă erau înconjurate de hidrogen. Dacă presupunem că efectul firului fierbinte este de a pune gazul din jurul lui într-o stare asemănătoare cu gazul din arc, rezultatele lui Elster și Geitel ar fi explicate prin experimentele precedente, deoarece acestea au arătat că atunci când acest gaz este oxigen, este electrificat pozitiv, în timp ce atunci când este hidrogen este electrificat negativ.

Aceste experimente sugerează următoarea explicație a rezultatelor investigației privind electroliza aburului. Am văzut (Art. 212) că atunci când o descărcare electrică trece printr-un gaz se modifică proprietățile gazului din vecinătatea liniei de descărcare, iar (Art. 84) că acest gaz modificat posedă o conductivitate foarte considerabilă. Cand

descărcarea se oprește, acest gaz modificat revine la starea inițială. Dacă acum evacuările prin gaz se succed atât de repede încât gazul modificat produs de o descărcare nu are timp să revină la starea inițială înainte ca următoarea descărcare să treacă, evacuările succesive vor trece prin gazul modificat. Dacă, pe de altă parte, gazul are timp să revină la starea inițială înainte de a trece următoarea descărcare, fiecare descărcare va trebui să-și croiască drum prin gazul nemodificat.

Considerăm că descărcarea arcului corespunde primei cazuri din cazurile precedente când descărcarea trece prin gazul modificat, descărcarea prin scânteie ca fiind corespunzătoare celui de-al doilea caz când descărcarea trece prin gaz în starea sa nemodificată.

Din acest punct de vedere explicarea rezultatelor observate în electroliza aburului este foarte simplă. Gazul modificat produs prin trecerea debitului prin abur constă dintr-un amestec de hidrogen și oxigen, aceste gaze fiind în aceeași stare ca atunci când descărcarea arcului trece prin hidrogen și respectiv oxigen, când, după cum am văzut, hidrogenul se comporta ca si cum ar avea o sarcina negativa, oxigenul ca si cum ar avea o sarcina pozitiva. Astfel in cazul arcului in abur oxigenul, intrucat se comporta ca si cand ar avea sarcina pozitiva, se va deplasa in directia curentului si va aparea la electrodul negativ; hidrogenul se va mișca în sens opus și va apărea la electrodul pozitiv.

Egalitatea pe care am constatat că există între cantitățile de hidrogen și oxigen din electroliza aburului și cele eliberate din electroliza apei prin același curent, arată că sarcinile de pe atomii de oxigen și hidrogen modificat sunt aceleași în cantitate dar în semn opus sarcinilor pe care le atribuim în electroliții obișnuiți.

În cazul scânteilor lungi când descărcarea trece prin abur însuși, deoarece molecula de abur este formată din doi atomi de hidrogen încărcat pozitiv și un atom de oxigen încărcat negativ, atunci când acesta se desparte în rezervorul electric, atomii de hidrogen se vor îndrepta spre negativ, atomul de oxigen spre electrodul pozitiv, ca în electroliza obișnuită. Experimentele descrise la pagina 571 arată că la aceste scântei lungi apare hidrogenul la negativ, oxigenul la electrodul pozitiv.

INDEX.

Numerele se referă la pagini.

SFÂRȘITUL.

MASARUL. Acustică. De WF Donkin, MA, FRS Ediția a doua. Coroana 8vo, 7s. 6d.

EMTAGE. O introducere în teoria matematică a electricității și magnetismului. De WTA Emtage, MA 7s. 6d.

JOHNSTON. O carte text de geometrie analitică. De WJ

Johnston, MA Crown 8vo. [Imediat.

MAXWELL. Un tratat despre electricitate și magnetism. De J. Clerk Maxwell, MA Ediția a treia. 2 voi. 8vo, 1l. 12s.

— Un tratat elementar despre electricitate. Editat de William Garnett, MA 8vo, 7s. 6d.

MINCHIN. Un tratat de statică, cu aplicații la fizică. De GM Minchin, MA Ediția a patra.

Vol. I. Echilibrul forţelor coplanare. 8vo, 10s. 6d.

Vol. II. Forțe non-coplanare. 8vo, 16s.

— Cinematica uniplană a solidelor și fluidelor. Coroana 8vo, 7s. 6d.

— Hidrostatică și hidrocinetică elementară. Crown 8vo, 10s. 6d.

Selectați lucrări publicate de Clarendon Press

PREȚ. Tratat de calcul infinitezimal. De Bartholomew Price, DD, FRS

Vol. I. Calcul diferenţial. A doua editie. 8vo, 14s. 6d.

Vol. II. Calcul integral, calculul variațiilor și ecuațiile diferențiale. A doua editie. 8vo, 18s.

Vol. III. Statică, inclusiv atracții; Dinamica unei particule materiale. A doua editie. 8vo, 16s.

Vol. IV. Dinamica sistemelor materiale. A doua editie. 8vo, 18s.

RUSSELL. Un tratat elementar de geometrie pură, cu numeroase exemple. De J. Wellesley RUSSELL, MA Crown 8vo, 10s. 6d.

SELBY. Mecanica elementară a solidelor și fluidelor. De AL Selby, MA Crown 8vo, 7s. 6d.

SMYTH. Un ciclu de obiecte cerești. Observat, redus și discutat de amiralul WH Smyth, RN Revizuit, condensat și extins foarte mult de GF Chambers, FRAS 8vo, 12s.

STEWART. Un tratat elementar despre căldură. Cu numeroase gravuri în lemn și diagrame. De Balfour Stewart, LL.D., Ediția a cincea FRS. Fcap suplimentar. 8vo, 7s. 6d.

VAN 'T HOFF. Chimia în spațiu. Tradus și editat de JE Marsh, BA Crown 8vo, 4s. 6d.

CADRU DE MERS. Teoria echilibrului fizic. De James Walker, MA 8vo, copertă rigidă, 3s. 6d.

WATSON și BURBURY. .

I. Un tratat de aplicare a coordonatelor generalizate

la cinetica unui sistem material. De HW Watson, D.Sc. și SH Burbury, MA 8vo, 6s.

II. Teoria matematică a electricității și magnetismului. Vol. I. Electrostatică. 8vo, 10s. 6d.

Vol. II. Magnetism și electrodinamică. 8vo, 10s. 6d.

Oxford:

LA CLARENDON PRESS.

LONDRA: HENRY FROWDE,

OXFORD UNIVERSITY PRESS DEPOZ, AMEN CORNER, EC

electronice Proiect Gutenberg-tm. Aproape toate lucrările individuale din colecție sunt în domeniul public în Statele Unite. Dacă o lucrare individuală se află în domeniul public în Statele Unite și vă aflați în Statele Unite, nu revendim dreptul de a vă împiedica să copiați, să distribuiți, să interpretați, să afișați sau să creați lucrări derivate bazate pe lucrare, atâta timp cât toate referințele la Proiectul Gutenberg sunt eliminate. Desigur, sperăm că veți sprijini misiunea Project Gutenberg-tm de promovare a accesului liber la lucrările electronice prin partajarea liberă a lucrărilor Proiectului Gutenberg-tm în conformitate cu termenii acestui acord pentru păstrarea numelui Project Gutenberg-tm asociat lucrării. . Puteți respecta cu ușurință termenii acestui acord, păstrând această lucrare în același format cu licența completă Project Gutenberg-tm atașată, atunci când o partajați fără taxă altora.

1.D. Legile privind drepturile de autor ale locului în care vă aflați guvernează, de asemenea, ceea ce puteți face cu această lucrare. Legile drepturilor de autor din majoritatea țărilor sunt într-o stare constantă de schimbare. Dacă vă aflați în afara Statelor Unite, verificați legile țării dumneavoastră în plus față de termenii acestui acord înainte de a descărca, copia, afișa, executa, distribui sau crea lucrări derivate bazate pe această lucrare sau pe orice altă lucrare Project Gutenberg-tm. Fundația nu face nicio declarație cu privire la statutul dreptului de autor al vreunei lucrări în nicio țară din afara Statelor Unite.

1.E. Dacă nu ați eliminat toate referințele la Proiectul Gutenberg:

1.E.1. Următoarea propoziție, cu link-uri active la, sau alt acces imediat la, licența completă Project Gutenberg-tm trebuie să apară vizibil ori de câte ori orice copie a unei lucrări Project Gutenberg-tm (orice lucrare pe care apare expresia „Proiect Gutenberg-tm” sau cu căruia îi este asociată sintagma „Proiect Gutenberg”) este accesat, afișat, realizat, vizualizat, copiat sau distribuit:

Această carte electronică este pentru utilizarea oricui, oriunde, fără costuri și aproape fără restricții. Îl puteți copia, oferi sau reutiliza în conformitate cu termenii licenței Project Gutenberg incluse

LICENȚIE

cu această carte electronică sau online la www.gutenberg.net

1.E.2. Dacă o lucrare electronică individuală Project Gutenberg-tm este derivată din domeniul public (nu conține o notificare care să indice că este postată cu permisiunea deținătorului dreptului de autor), lucrarea poate fi copiată și distribuită oricui în Statele Unite fără a plăti niciun fel. taxe sau taxe. Dacă redistribuiți sau oferiți acces la o lucrare cu expresia „Proiect Gutenberg” asociată sau care apare pe lucrare, trebuie să respectați fie cerințele paragrafelor 1.E.1 până la 1.E.7, fie să obțineți permisiunea pentru utilizarea lucrării și a mărcii comerciale Project Gutenberg-tm, așa cum este menționat în paragrafele 1.E.8 sau

1.E.9.

1.E.3. Dacă o lucrare electronică individuală Project Gutenberg-tm este postată cu permisiunea deținătorului drepturilor de autor, utilizarea și distribuția dvs. trebuie să respecte ambele paragrafe 1.E.1 până la 1.E.7 și orice termeni suplimentari impusi de deținătorul drepturilor de autor. Termenii suplimentari vor fi legați de Licența Proiect Gutenberg-tm pentru toate lucrările postate cu permisiunea deținătorului drepturilor de autor aflată la începutul acestei lucrări.

1.E.4. Nu deconectați, detașați sau eliminați termenii integrali ai licenței Project Gutenberg-tm de la această lucrare sau orice fișier care conține o parte a acestei lucrări sau orice altă lucrare asociată cu Project Gutenberg-tm.

1.E.5. Nu copiați, afișați, executați, distribuiți sau redistribuiți această lucrare electronică, sau orice parte a acestei lucrări electronice, fără a afișa în mod vizibil propoziția menționată în paragraful 1.E.1 cu link-uri active sau acces imediat la termenii integrali ai Proiectului Licență Gutenberg-tm.

1.E.6. Puteți converti și distribui această lucrare în orice formă binară, comprimată, marcată, neproprietă sau proprietară, inclusiv orice formă de procesare de text sau hipertext. Cu toate acestea, dacă oferiți acces la sau distribuiți copii ale unei lucrări Project Gutenberg-tm într-un alt format decât „Plain Vanilla ASCII” sau alt format utilizat în versiunea oficială postată pe site-ul web oficial al Project Gutenberg-tm (www.gutenberg. net), trebuie să furnizați, fără costuri, taxe sau cheltuieli suplimentare pentru utilizator, o copie, un mijloc de a exporta o copie sau un mijloc de a obține o copie la cerere, a lucrării în original „Plain Vanilla ASCII” sau altă formă. Orice format alternativ trebuie să includă Licența Project Gutenberg-tm completă, așa cum este specificat în paragraful 1.E.1.

1.E.7. Nu percepeți o taxă pentru accesul la, vizualizarea, afișarea, executarea, copierea sau distribuirea oricărei lucrări Project Gutenberg-tm decât dacă respectați paragraful 1.E.8 sau 1.E.9.

1.E.8. Puteți percepe o taxă rezonabilă pentru copiile sau furnizarea accesului la sau distribuirea lucrărilor electronice ale Proiectului Gutenberg-tm, cu condiția ca

- Plătiți o redevență de 20% din profiturile brute pe care le obțineți din utilizarea lucrărilor Proiect Gutenberg-tm calculate folosind metoda pe care o utilizați deja pentru a calcula impozitele aplicabile. Taxa se datorează proprietarului mărcii Project Gutenberg-tm, dar acesta a fost de acord să doneze drepturi de autor în temeiul acestui paragraf Fundației Arhivei Literare Project Gutenberg. Plăți de redevențe

LICENȚIE

trebuie plătită în termen de 60 de zile de la fiecare dată la care pregătiți (sau sunteți obligat legal să vă pregătiți) declarațiile fiscale periodice. Plățile de drepturi de autor ar trebui să fie marcate în mod clar ca atare și trimise la Fundația Arhivei Literare

Project Gutenberg la adresa specificată în Secțiunea 4, „Informații despre donațiile către Fundația Arhivei Literare Project Gutenberg”.

- Oferiți o rambursare completă a oricăror bani plătiți de un utilizator care notifică

dumneavoastră în scris (sau prin e-mail) în termen de 30 de zile de la primirea faptului că nu este de acord cu termenii întregii licențe Project Gutenberg-tm. Trebuie să solicitați unui astfel de utilizator să returneze sau să distrugă toate copiile lucrărilor deținute pe un mediu fizic și să întrerupă orice utilizare și orice acces la alte copii ale lucrărilor Proiectului Gutenberg-tm.

- Oferiți, în conformitate cu paragraful 1.F.3, o rambursare integrală a oricăror

bani plătiți pentru o lucrare sau o copie de înlocuire, dacă un defect al lucrării electronice este descoperit și raportat în termen de 90 de zile de la primirea lucrării.

- Respectați gratuit toți ceilalți termeni ai acestui acord

distribuția lucrărilor Proiectului Gutenberg-tm.

1.E.9. Dacă doriți să percepeți o taxă sau să distribuiți o lucrare electronică sau un grup de lucrări Project Gutenberg-tm în termeni diferiți decât cei prevăzuți în acest acord, trebuie să obțineți permisiunea în scris atât de la Fundația Arhivei Literare Proiect Gutenberg, cât și de la Michael Hart, proprietarul mărcii Project Gutenberg-tm. Contactați Fundația conform secțiunii 3 de mai jos.

1.F.

1.F.1. Voluntarii și angajații Proiectului Gutenberg depun eforturi considerabile pentru a identifica, a face cercetări privind drepturile de autor, a transcrie și a corecta lucrările din domeniul public în crearea colecției Project Gutenberg-tm. În ciuda acestor eforturi, lucrările electronice ale Proiectului Gutenberg-tm și mediul pe care pot fi stocate pot conține „Defecte”, cum ar fi, dar fără a se limita la, date incomplete, inexacte sau corupte, erori de transcriere, drepturi de autor sau alt tip intelectual. încălcarea proprietății, un disc defect sau deteriorat sau alt suport, un virus de calculator sau coduri de computer care deteriorează sau nu pot fi citite de echipamentul dumneavoastră.

1.F.2. GARANȚIE LIMITATĂ, RENUNȚAREA RESPONSABILITĂȚII PRIVIND PREJUDICIILE - Cu excepția „Dreptul de înlocuire sau rambursare” descris în paragraful 1.F.3, Fundația Arhivei Literare Project Gutenberg, proprietarul mărcii comerciale Project Gutenberg-tm și orice altă parte care distribuie un Proiect Lucrarea electronică Gutenberg-tm în temeiul acestui acord, declină orice răspundere față de dumneavoastră pentru daune, costuri și cheltuieli, inclusiv taxele legale. SUNTEȚI DE ACORD CĂ NU AVEȚI REMEDIURI PENTRU NEGLIGENȚĂ, RĂSPUNDERE STRICTĂ, ÎNCĂLCARE A GARANȚIEI SAU ÎNCĂLCARE A CONTRACTULUI, CU EXCEPȚIA CELE PREVĂZUTE LA PARAGRAFUL 1.F.3. SUNTEȚI DE ACORD CĂ FUNDAȚIA, DEȚINĂRUL MĂRCII ȘI ORICE DISTRIBUITOR ÎN ACEST ACORD NU VA

FI RESPONSABIL ÎN FAȚA DE DVS. PENTRU DAUNE REALE, DIRECTE, INDIRECTE, CONSECUȚIONALE, PUNITIVE SAU INCIDENTALE CHIAR DACĂ INFORMAȚI POSIBILITATEA DE ACEPTARE.

LICENȚIE

IF3. DREPTUL LIMITAT DE ÎNLOCUIRE SAU RASTURSARE - Dacă descoperiți un defect în această lucrare electronică în termen de 90 de zile de la primirea acesteia, puteți primi o rambursare a banilor (dacă există) pe care i-ați plătit pentru aceasta, trimițând o explicație scrisă persoanei pe care ați primit-o. lucra de la. Dacă ați primit lucrarea pe un suport fizic, trebuie să returnați suportul cu explicația dvs. scrisă. Persoana sau entitatea care v-a furnizat lucrarea defectuoasă poate alege să furnizeze o copie de înlocuire în locul unei rambursări. Dacă ați primit lucrarea în format electronic, persoana sau entitatea care v-a furnizat-o poate alege să vă ofere oa doua oportunitate de a primi lucrarea electronic în locul unei rambursări. Dacă și a doua copie este defectă, puteți solicita o rambursare în scris, fără alte oportunități de a remedia problema.

1.F.4. Cu excepția dreptului limitat de înlocuire sau rambursare menționat în paragraful 1.F.3, această lucrare vă este oferită „CA AȘA ESTE”, FĂRĂ ALTELE GARANȚII DE NICIUN FEL, EXPRESE SAU IMPLICITE, INCLUSIV, DAR FĂRĂ LIMITAȚII LA GARANȚII DE COMERCIABILITATE SAU ADEPTARE PENTRU ORICE SCOP.

1.F.5. Unele state nu permit renunțarea la anumite garanții implicite sau excluderea sau limitarea anumitor tipuri de daune. Dacă orice declinare a răspunderii sau limitare stabilită în acest acord încalcă legea statului aplicabilă acestui acord, acordul va fi interpretat pentru a face limitarea sau limitarea maximă permisă de legea statului aplicabilă. Invaliditatea sau inaplicabilitatea oricărei prevederi a acestui acord nu va anula prevederile rămase.

1.F.6. INDEMNIZARE - Sunteți de acord să despăgubiți și să dețineți în proprietate Fundația, proprietarul mărcii comerciale, orice agent sau angajat al Fundației, oricine furnizează copii ale lucrărilor electronice Proiect Gutenberg-tm în conformitate cu acest acord și orice voluntari asociați cu producția, promovarea și distribuția a lucrărilor electronice Project Gutenberg-tm, fără răspundere, costuri și cheltuieli, inclusiv taxele legale, care apar direct sau indirect din oricare dintre următoarele pe care le faceți sau le determinați să aibă loc: (a) distribuirea acestui proiect sau a oricărui proiect Gutenberg- tm work, (b) modificarea, modificarea sau completările sau ștergerile oricărei lucrări Project Gutenberg-tm și (c) orice defect pe care îl provocați.

Secțiunea 2. Informații despre Misiunea Proiectului Gutenberg-tm

Proiectul Gutenberg-tm este sinonim cu distribuția gratuită de lucrări electronice în formate care pot fi citite de cea mai mare varietate de computere, inclusiv computere învechite, vechi, de vârstă mijlocie și noi. Există datorită eforturilor a sute de voluntari și donațiilor de la oameni din toate categoriile sociale.

state ale Statelor Unite. Cerințele de conformitate nu sunt uniforme și este nevoie de un efort considerabil, multă documentație și multe taxe pentru a îndeplini și a ține pasul cu aceste cerințe. Nu solicităm donații în locații în care nu am primit confirmarea scrisă a conformității. Pentru a TRIMITE DONAȚII sau pentru a determina starea de conformitate pentru un anumit stat, vizitați http://pglaf.org

Deși nu putem și nu solicităm contribuții din partea statelor în care nu am îndeplinit cerințele de solicitare, nu cunoaștem nicio interdicție de a accepta donații nesolicitate de la donatorii din astfel de state care ne abordează cu oferte de donare.

Donațiile internaționale sunt acceptate cu recunoștință, dar nu putem face nicio declarație cu privire la tratamentul fiscal al donațiilor primite din afara Statelor Unite. Numai legile americane ne afectează personalul mic.

LICENȚIE

Vă rugăm să verificați paginile web ale Proiectului Gutenberg pentru metodele și adresele actuale de donație. Donațiile sunt acceptate în mai multe alte moduri, inclusiv prin cecuri, plăți online și donații cu cardul de credit. Pentru a dona, vă rugăm să vizitați:
http://pglaf.org/donate

Secțiunea 5. Informații generale despre proiectul Gutenberg-tm electronic works.

Profesorul Michael S. Hart este inițiatorul conceptului Proiect Gutenberg-tm al unei biblioteci de lucrări electronice care ar putea fi partajată în mod liber cu oricine. Timp de treizeci de ani, el a produs și distribuit cărți electronice Project Gutenberg-tm cu doar o rețea liberă de sprijin de voluntari.

Cărțile electronice Project Gutenberg-tm sunt adesea create din mai multe ediții tipărite, toate fiind confirmate ca domeniu public în SUA, cu excepția cazului în care este inclusă o notificare privind drepturile de autor. Astfel, nu păstrăm neapărat cărțile electronice în conformitate cu o anumită ediție de hârtie.

Majoritatea oamenilor încep de la site-ul nostru Web care are principala facilitate de căutare PG:

http://www.gutenberg.net

Acest site web include informații despre Proiectul Gutenberg-tm, inclusiv despre cum să faci donații către Fundația Arhivei Literare Project Gutenberg, cum să contribui la producerea noilor noastre cărți electronice și cum să te abonezi la buletinul nostru informativ prin e-mail pentru a afla despre noi cărți electronice.
https://neculaifantanaru.com
https://neculaifantanaru.com/en/